

Universidade Federal de Santa Catarina
Centro de Ciências Físicas e Matemáticas
Curso de Pós-Graduação em Física

Dissecando galáxias: metais, poeira, gás, atividade nuclear e formação estelar

Marielli de Souza Schlickmann

Orientador:
Dr. Roberto Cid Fernandes Jr. (UFSC)

Tese submetida ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Santa Catarina para a obtenção do título de Doutora em Física. Trabalho financiado pela Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES).

Florianópolis, 2016

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor,
através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Universitária da UFSC.

Schlickmann, Marielli de Souza

Dissecando galáxias: metais, poeira, gás, atividade nuclear e formação estelar / Marielli de Souza Schlickmann ; orientador, Roberto Cid Fernandes - Florianópolis, SC, 2016.

145 p.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa Catarina, Centro de Ciências Físicas e Matemáticas. Programa de Pós-Graduação em Física.

Inclui referências

1. Física. 2. Galáxias. 3. AGN. 4. Evolução química. 5. Extinção diferencial. I. Fernandes, Roberto Cid. II. Universidade Federal de Santa Catarina. Programa de Pós Graduação em Física. III. Título.

*Para Penélope e Cecília, minhas razões de viver.
Àquela que está na memória, parte de mim que se foi cedo
e da qual nunca me afastei.*

Agradecimentos

Esses anos que pareciam não chegar ao fim, chegaram. Tenho que agradecer imensamente por todo o suporte dado a mim por meu orientador Roberto Cid Fernandes. Obrigada pelas conversas motivadoras pela paciência e por ter contribuído com minha formação desde o início.

Por todas as contribuições, ideias, ajuda, conversas e por fazer isso tudo em um ambiente empolgante, divertido e motivador agradeço à Natalia Vale Asari e Grażyna Stasińska. Espero um dia poder retribuir.

A todo o grupo de Astrofísica da UFSC, principalmente ao Eduardo Alberto Lacerda, agradeço pela colaboração, conversas e pela diversão.

Agradeço a toda minha família, tudo isso começou graças ao esforço de vocês também. À minha mãe Avanir e minha irmã Raiane peço também desculpas se não telefonei tanto quanto deveria e nem visitei o suficiente, mas o pensamento estava sempre cheio e as horas vagas eram disputadas.

Um agradecimento especial ao grande homem da minha vida, meu companheiro, amigo, conselheiro e outras coisas que não ficariam bem aqui, Bernardo, que aguentou todas as minhas crises até aqui e há de aguentar muitas outras mais.

Não foi fácil chegar até aqui, dividir a atenção entre os trabalhos com o doutorado e duas crianças pareceu por muitas vezes uma tarefa quase impossível. Isso porque a prioridade sempre foi elas e assim será por algum tempo ainda. Eu gostaria de ter tido tempo para ler todos os artigos e me envolver em todas as discussões, mas logo terei tempo de sobra para tudo isso, por enquanto estou muito feliz com todo tempo que ganhei com as minhas crianças.

Resumo

Este trabalho tem seu foco na análise de galáxias da grande base de dados do Sloan Digital Sky Survey (SDSS). São espectros de aproximadamente 1 milhão de galáxias publicamente disponíveis para serem dissecadas. Nós fazemos isso com ajuda de nosso código de síntese o STARLIGHT, que extrai informações do espectro estelar e nebular. Modelando o espectro com populações estelares simples (SSPs) de diferentes idades e metalicidades, conseguimos informações como massa em estrelas, taxa de formação estelar e história de formação estelar. Removendo a contribuição estelar obtemos o espectro puramente nebular. Através de medidas das linhas de emissão afluímos informações associadas ao gás, sua abundância química e quantidade de poeira. Esta tese utiliza esta grande e informativa base de dados para tratar assuntos relacionados à conexão entre formação estelar e atividade nuclear, evolução química e o efeito da poeira em galáxias no Universo local.

Os capítulos introdutórios (§1 e §2) dão um contexto básico e informações sobre o nosso tratamento dos dados. No capítulo §3 tentamos separar a contribuição do núcleo ativo e da formação estelar na luminosidade $H\alpha$. Esse é um exercício que, em última análise, leva-nos a um olhar diferente à chamada conexão starburst-AGN, bem como à uma nova forma de estimar a taxa de formação estelar nas galáxias ativas. O Capítulo §4 analisa a relação entre a massa estelar e a metalicidade, com foco na origem da dispersão, e sobre a história da formação estelar de galáxias nesta relação. Desenvolvemos um método alternativo, que faz com que seja possível extrair informação sobre o gás disponível para formar estrelas, e investigar o papel da fração de gás na dispersão em torno da relação massa-metalicidade. No capítulo §5 tratamos da análise da extinção na síntese espectral. Nós achamos que a extinção da população estelar jovem é maior do que em estrelas mais evoluídas. A partir disso, criamos um modelo para descrever a extinção diferencial de galáxias com formação estelar. Finalmente, o capítulo §6 resume nossas principais contribuições e elabora as perspectivas futuras.

Abstract

This work was focused on the analysis of galaxies from the large Sloan Digital Sky Survey (SDSS), database. It contains almost 1 million galaxies spectra, publicly available to be dissected. We will do this with the help of our synthesis code `STARLIGHT`, which extracts information from stellar and nebular spectrum. Modeling the spectrum with simple stellar populations (SSPs) of different ages and metallicities extracts information such as mass in stars, star formation rate and star formation history. Removing the stellar contribution, we obtain a purely nebular spectrum and through emission lines measures we obtain information associated with the gas, like its chemical abundance and dust content. This thesis draws from this large and highly informative database to address some issues related to the connection between star formation and nuclear activity, the chemical evolution, and dust effects in galaxies in the local Universe.

The introductory chapters (§1 e §2) give some basic context and information about our treatment of the data. In chapter §3 we try to separate the contribution of an active nucleus and star formation to the $H\alpha$ luminosity, an exercise which ultimately leads us to a different look at the so called starburst-AGN connection, as well as novel ways to estimate the star formation rate in active galaxies. Chapter §4 analyses the relation between stellar mass and metallicity, focusing on the origin of the scatter in this relation, and on the star formation history of galaxies in this relationship. We develop an alternative method that makes it possible to extract information about the gas available to form stars and investigate the role of gas fractions in the scatter around the mass-metallicity relation. In chapter §5 we treat the analysis of extinction in the spectral synthesis. We find that the extinction by the young stellar population is greater than that by more evolved stars. From this, we have created a model to describe the differential extinction in star-forming galaxies. Finally, chapter §6 summarizes our main contributions and drafts future perspectives.

Sumário

Sumário	9
Lista de Figuras	12
1 Introdução	15
1.1 A classificação das galáxias	17
1.2 A influência do AGN sobre a galáxia hospedeira	18
1.3 O estudo da evolução química através dos tempos	19
1.4 A poeira e o gás nas análises espectrais	21
1.5 Organização textual	22
2 O SDSS e o STARLIGHT	25
2.1 O SDSS	25
2.2 O STARLIGHT	26
2.3 Medidas de linhas de emissão	28
3 Atividade nuclear e formação estelar	31
3.1 Introdução e motivação	31
3.2 Dados e amostra	33
3.3 Classificação espectral	34
3.3.1 O diagrama BPT	34
3.3.2 Galáxias SF \times AGN	37
3.3.3 Seyferts \times LINERs	37
3.3.4 Subdividindo Seyferts e LINERs: S06 \times K01	38
3.4 SFR para galáxias SF	39
3.4.1 SFR($H\alpha$)	39
3.4.2 SFR(síntese)	40
3.4.3 $SFR_{syn} \times SFR_{H\alpha}$	41

3.5	Separando $H\alpha$ em suas componentes AGN e SF em galáxias ativas	42
3.6	A luminosidade de $[O\ III]\lambda 5007$: indícios de uma conexão SF-AGN	44
3.7	A “sequência principal”: indícios de feedback negativo . . .	49
3.8	Mapeando e modelando efeitos de abertura	53
3.9	Uma receita simples para estimar a sSFR de galáxias Seyfert	57
3.10	Sumário das principais contribuições	59
4	A relação massa estelar versus metalicidade e outras dependências	61
4.1	Introdução	61
4.2	A relação entre massa, metalicidade e outras propriedades: Uma revisão da literatura recente	62
4.2.1	Tremonti et al. (2004): a relação M_{\star} -Z na era da SDSS	63
4.2.2	Lara-López et al. (2010) e Mannucci et al. (2010): o papel da SFR	66
4.2.3	Bothwell et al. (2013) e o papel do gás	69
4.3	Dados e amostra	72
4.3.1	Amostra	72
4.3.2	As medidas de linhas de emissão e a Z_{neb}	73
4.4	As relações M_{\star} - Z_{neb} e M_{\star} - Z_{neb} -SFR segundo nossos dados .	75
4.4.1	A relação M_{\star} - Z_{neb}	75
4.4.2	A relação M_{\star} -Z-SFR: Verificando os resultados de Lara-López e Mannucci	77
4.5	A história de formação estelar (SFH)	80
4.5.1	SFHs no plano massa-metalicidade	81
4.5.2	SFHs no plano SFR-metalicidade	83
4.5.3	SFHs no plano massa-SFR	84
4.5.4	SFHs e a relação M_{\star} - Z_{neb} -SFR: Resumo	84
4.6	Fração de gás ou SFR	86
4.6.1	Usando poeira para estimar gás: $\tau \rightarrow \Sigma_{dust} \rightarrow \Sigma_{gas}$.	87
4.6.2	A lei de Schmidt-Kennicutt (SK)	90
4.6.3	Calculando a fração de gás	92
4.6.4	A relação mais fundamental? (f_{gas} -Fundamental Metallicity Relation)	95
4.7	Discussão e conclusões	96
5	Extinção diferencial em galáxias com formação estelar	99

5.1	Introdução	99
5.2	Dados e amostra	101
5.2.1	Observáveis relevantes e propriedades derivadas . .	101
5.2.2	Amostra principal	103
5.2.3	Incertezas e amostra de alta qualidade	104
5.3	Resultados empíricos	105
5.3.1	Comparação direta entre τ_{neb} e τ_{\star}	106
5.3.2	Um argumento para extinção diferencial baseado apenas em $H\alpha$ e $H\beta$	106
5.3.3	Os papéis de x_Y e μ	109
5.4	Um modelo simples	112
5.4.1	O modelo	112
5.4.2	Comparação com os dados	115
5.5	Discussão	119
5.6	Receitas simples para estimar x_Y sem usar o starlight	120
5.7	Conclusões	122
6	Conclusões e perspectivas	125
6.1	Principais resultados	125
6.1.1	Atividade nuclear e formação estelar	125
6.1.2	A relação massa-metalicidade de outras dependências	126
6.1.3	Extinção diferencial em galáxias SF	126
6.2	Perspectivas	126
A	As diferentes formas de se estimar a metalicidade nebular	129
B	Simulações para testar o significado de τ_{\star} na presença de duas componentes de poeira	133
B.0.1	Formalismo	133
	Referências Bibliográficas	139

Lista de Figuras

1.1	Classificação de Hubble para as galáxias	17
1.2	Modelo unificado para AGNs	19
1.3	Modelo da cortina de poeira	22
2.1	Imagem telescópio SDSS	25
2.2	Imagem fibras SDSS	26
2.3	Exemplo STARLIGHT	28
2.4	Medida de linhas de emissão	29
3.1	Diagrama BPT	36
3.2	Comparando SFRs	41
3.3	Comparando luminosidades para a amostra de AGNs	44
3.4	Comparando luminosidades para Seyferts e LINERs segundo S06 ou K01.	45
3.5	Potência do AGN versus fração AGN	47
3.6	$sSFR$ versus taxa de acreção do buraco negro	48
3.7	Imagem feedback	50
3.8	Sequência principal para galáxias	51
3.9	Razão de luminosidades e redshift	56
3.10	$sSFR$ versus índice espectral	58
4.1	Figura 6 de Tremonti et al. (2004)	64
4.2	Figura 8 de Tremonti et al. (2004)	65
4.3	Figura de Lara-López et al. (2010)	67
4.4	Relação massa metalicidade de Mannucci et al. (2010)	68
4.5	Relação massa metalicidade de Bothwell et al. (2013)	70
4.6	Figura 2 em Bothwell et al. (2013)	71
4.7	Massa metalicidade nebular e estelar	76
4.8	Massa,metalicidade e SFR	77

4.9	SFR, metalicidade e massa	78
4.10	SFR, massa e metalicidade	79
4.11	SFHs no plano massa metalicidade	82
4.12	SFHs no plano SFR-metalicidade	83
4.13	SFHs no plano massa-SFR	85
4.14	Metalicidades SEAGal e MPA	89
4.15	Histograma para DGR	90
4.16	Lei de SK	91
4.17	Fração de gás e SFR	92
4.18	Fração de gás e massa	93
4.19	Fração de gás e metalicidades	94
4.20	Fração de gás na relação massa metalicidade	96
4.21	Massa no plano fração de gás metalicidade	97
4.22	Metalicidade no plano massa fração de gás na FMR3	98
5.1	Figura 1 Charlot & Fall (2000)	100
5.2	Histograma amostras	105
5.3	Comparação - profundidades ópticas	107
5.4	Extinção e larguras equivalentes	109
5.5	Fração de luz e inclinação na diferença de luminosidades	111
5.6	Fração de luz e inclinação na razão de luminosidades	111
5.7	Modelo extinção diferencial	113
5.8	Extinção - diferença e idade - modelo	116
5.9	Histogramas, extinção BC e ISM	116
5.10	Modelo versus dados	118
5.11	Dados modelo versus dados síntese	120
5.12	Correlações com xy	121
A.1	Calibradores de metalicidade	130
B.1	Figura simulações	136
B.2	Comparação extinções, síntese versus modelo	137

Introdução

Há 15 bilhões de anos o universo estava concentrado em um único ponto, chamado singularidade. Durante a explosão que deu início à história do universo, o Big Bang, apenas elementos químicos leves (H, He e Li) foram produzidos; todos os demais elementos foram e são constantemente transformados em nucleossíntese estelar. A formação e evolução de estrelas está portanto umbilicalmente ligada à formação e evolução dos elementos químicos no Universo.

A massa das estrelas está diretamente relacionada ao evento que marca sua morte. Estrelas de alta massa podem terminar suas vidas em explosões dramáticas, conhecidas como supernovas. Foi em explosões como esta que os elementos químicos que nos constituem foram espalhados pelo cosmos. Com o passar do tempo gerações de estrelas sucederam umas às outras e novas gerações foram formadas a partir do gás enriquecido pelas gerações anteriores. Este processo, intitulado evolução química, pode ser estudado de duas maneiras: pela “máquina do tempo”, isto é, observando galáxias a diferentes redshifts, ou pela “paleontologia das galáxias”, que consiste na decomposição do espectro galáctico em populações estelares de diferentes idades e metalicidades. Utilizando este segundo método, podemos inferir a metalicidade estelar e obter uma visão evolucionária do enriquecimento químico das galáxias. Já a metalicidade nebular, ou seja, a metalicidade do gás nas galáxias, é derivada a partir das medidas de linhas de emissão em galáxias com formação estelar e reflete a metalicidade atual do gás no meio interestelar das galáxias.

Na astrofísica, o que se entende por metalicidade é diferente da ideia de metal que temos na física como um todo. Quaisquer elementos que não hidrogênio e hélio são considerados “metais”. Mais especificamente, na astrofísica estelar as medidas de metalicidade se dão geralmente pela abundância de ferro em relação ao hidrogênio. Já na astrofísica extragaláctica a metalicidade é expressa na maioria das vezes como a quantidade de oxigênio relativa ao hidrogênio, pois é isso que se deduz da análise de linhas de emissão em

regiões de formação estelar.

Ao estudarmos a metalicidade das galáxias, podemos em uma primeira aproximação assumi-las como uma “caixa fechada”. Neste cenário, a metalicidade deve ser crescente, até que se esgote o estoque de gás. Mas a complexidade da natureza introduz interações galácticas, escape de gás por ventos estelares e explosões de SN, acréscimo de gás por colisões e por efeitos gravitacionais. Este gás pode ser quimicamente não evoluído, proveniente do meio intergaláctico, ou proveniente de meios mais ricos, como em colisões entre galáxias de diferentes fases evolucionárias.

As medidas de metalicidade em galáxias são feitas a partir do espectro estelar e nebular. No entanto, parte da luz proveniente das estrelas e de regiões H II é perdida em interações com grãos de poeira. Como é sabido, populações estelares jovens sofrem uma extinção de sua luz que é maior que a sofrida por populações estelares mais evoluídas (Calzetti et al. 1994). Isso acontece pois estrelas jovens encontram-se ainda imersas em sua nuvem mãe, enquanto que em populações estelares mais evoluídas já houve tempo para dispersão desta nuvem. Um trabalho de envergadura relevante que tratou deste assunto é o de Charlot & Fall (2000). Lá eles chegam a um resultado amplamente utilizado hoje no tratamento espectral, de que estrelas jovens sofrem uma extinção $\sim 3\times$ maior que estrelas velhas.

Até aqui falamos de galáxias onde a energia para ionização vem apenas das estrelas, mas há também as galáxias onde esta energia provém de uma fonte muito mais poderosa, porém também muito diminuta frente às dimensões galácticas, o buraco negro. Galáxias que têm em seu centro um buraco negro ativo ou AGN (*Active Galactic Nuclei*) têm uma fonte de ionização extra. O AGN ocupa uma fração muito pequena das galáxias, mas, em sua fase mais ativa, possui grande influência no ambiente galáctico. A relação entre a formação estelar e a potência do AGN, por exemplo, hoje é quase um consenso a ideia de que a potência do AGN esteja ligada a uma queda no nascimento de novas estrelas (Ciotti & Ostriker 1997, Silk & Rees 1998).

Neste trabalho de doutorado vamos tratar desses temas diversos. Começamos explorando a relação entre a atividade nuclear pelo AGN e a formação estelar, passamos por estudos relacionados à metalicidade em galáxias SF e terminamos analisando o comportamento da poeira em nossa amostra de galáxias.

Vamos agora introduzir alguns assuntos pertinentes que serão amplamente empregados aqui.

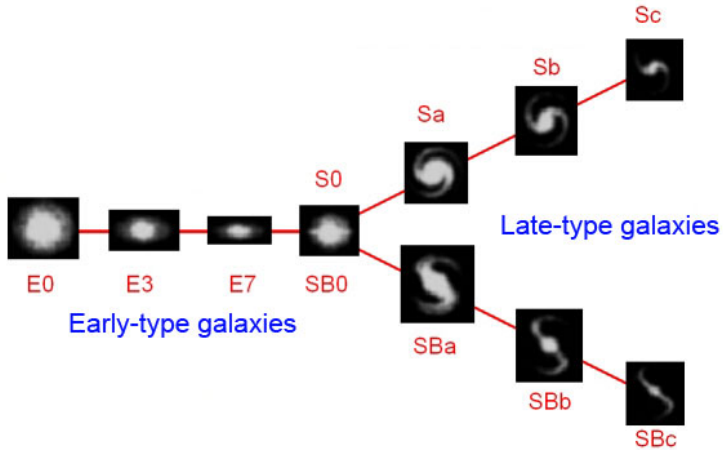


Figura 1.1: Classificação de Hubble para as galáxias, também conhecido como diagrama do diapasão. Fonte: <http://astronomy.swin.edu.au/cosmos/H/Hubble+classification>

1.1 A classificação das galáxias

Em 1926 o astrônomo Edwin Hubble apresentou a sua classificação de galáxias de acordo com o tipo morfológico. Dentro desta classificação estão as galáxias do tipo tardio (late type) e galáxias do tipo precoce (early type), como podemos ver na Figura 1.1. As galáxias early type são elípticas e têm uma população estelar mais velha; já as late type são galáxias espirais marcadas pela presença de regiões com formação estelar. Entre estas duas classes, existem as galáxias lenticulares (S0). Hubble propôs sua classificação como uma sequência evolutiva das galáxias, sendo as elípticas uma evolução das espirais, tendo as lenticulares a meio caminho evolutivo. Apesar de hoje este ser um assunto controverso, foram descobertas várias propriedades que se alteram sistematicamente ao longo deste diagrama, algumas das quais iremos utilizar neste trabalho, como a taxa de formação estelar, a massa em estrelas e a metalicidade do meio interestelar.

As galáxias que iremos estudar neste trabalho se encaixam tanto dentro da classe late type, quanto early type, são elas: galáxias com formação estelar (*Star Forming* - SF), são majoritariamente late type. LINERs (*Low*

1. Introdução

Ionization Nuclear Emission Region) e Seyferts, por sua vez, são preferencialmente early type.

Galáxias SF são assim conhecidas pois têm em seu espectro de emissão uma presença forte de estrelas jovens e massivas. O espectro destas galáxias é uma soma de regiões H ii. Dependendo da abertura angular coberta pelo instrumento na galáxia, que é proporcional à distância da mesma, mais ou menos regiões H ii serão incluídas. Por isso, quando comparamos galáxias dentro de uma grande amostra devemos ficar atentos para evitar efeitos espúrios causados pela seleção a diferentes redshifts.

LINERs são galáxias que têm uma fonte de ionização controversa. Alguns acreditam que a ionização ocorra pela presença de buracos negros, outros, que a fonte de ionização sejam estrelas velhas de baixa massa denominadas HOLMES (Hot Low-Mass Evolved Stars). Choques são também invocados como outra possibilidade.

Seyferts são uma classe de galáxias com núcleo ativo (do inglês AGN). Evidências observacionais levaram a um modelo unificado para AGNs. Neste modelo, apresentado na figura 1.2, a classificação das galáxias dependerá do ângulo de inclinação em relação ao observador. Seyferts 1 apresentam algumas linhas de emissão mais alargadas, pois, como podemos ver na figura, o núcleo ativo é visto diretamente, incluindo a região com nuvens de gás em alta velocidade, responsáveis pelo alargamento destas linhas. Nas galáxias Seyfert 2 esta região estaria obscurecida por um anel de poeira mais externo onde a velocidade das nuvens ionizadas é menor. Nosso trabalho trata apenas das Seyfert 2, por isso a partir daqui chamaremos as Seyfert 2 apenas de Seyfert.

1.2 A influência do AGN sobre a galáxia hospedeira

A primeira observação espectral de um núcleo ativo foi feita em 1908 pelo astrônomo Edward A. Fath no observatório de Lick. Entre os objetos observados por ele estava a galáxia NGC 1068, que na época pensava-se ser uma fonte pertencente à nossa própria galáxia. No espectro de NGC 1068 Edward reconheceu seis linhas de emissão, H β e outras cinco, na época conhecidas apenas pelos seus comprimentos de onda, hoje nomeadas pelos seus elementos, [O II] λ 3727, [Ne III] λ 3869, [O III] λ 4363, [O III] λ 4958,5007. Apenas em 1943 o astrônomo Carl K. Seyfert identificou nesta e em outras galáxias um núcleo com linhas espectrais largas e de alta ionização. Mais tarde estas galáxias passariam a ser classificadas como Seyfert.

1.3. O estudo da evolução química através dos tempos

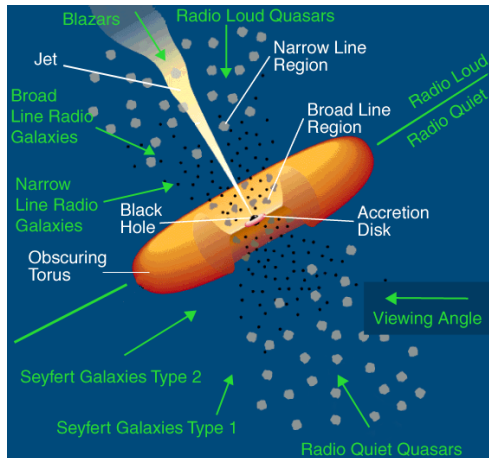


Figura 1.2: Modelo unificado para AGNs por Urry & Padovani (1995).

Núcleos ativos (AGN), como os de galáxias Seyferts, são entidades de característica pontual frente às dimensões galácticas, mas com poder ionizante brutal. A matéria prima para formação estelar, ou seja, gás, é também o alimento do AGN. Indícios de uma conexão entre surtos de formação estelar e AGNs (*starburst-AGN connection*) são estudados há décadas (Sanders et al. 1988, Terlevich et al. 1992 e Cid Fernandes et al. 2001). No entanto, modelos indicavam que, em galáxias massivas, apenas o feedback causado por explosões de supernovas (SN), não era suficiente para aquecer e consumir o gás, freando o processo de formação estelar. Tal freamento é necessário para explicar porque galáxias massivas possuem populações estelares tipicamente velhas. Novos modelos para formação de galáxias citam o *feedback* do buraco negro como responsável pelo aquecimento e expulsão do gás, com consequente queda na formação de estrelas. Estes raciocínios hoje antagônicos, pois nunca se suscitou a existência mútua destes dois fenômenos, serão tema de nosso estudo no capítulo 3.

1.3 O estudo da evolução química através dos tempos

A história de evolução química das galáxias é escrita por suas estrelas. As estrelas de alta massa são as principais responsáveis pelo enriquecimento químico

1. Introdução

mico do gás, enquanto as de baixa massa, que vivem até hoje, carregam informações sobre o ambiente na época de formação das primeiras gerações estelares - elas são os fósseis galácticos. Por isso se chama de paleontologia o estudo de propriedades das galáxias pela decomposição espectral em populações estelares de diferentes idades e metalicidades. Se as estrelas nos remetem ao passado, o gás do meio interestelar nos remete ao presente das galáxias, nos dando uma ideia mais evolutiva sobre os caminhos percorridos para se alcançar o cenário atual.

Um dos primeiros estudos sobre a evolução química das galáxias foi feito por Lequeux et al. (1979). Estudando a metalicidade nebular de galáxias compactas irregulares azuis, eles encontraram que galáxias mais luminosas têm maior metalicidade. Esta relação entre luminosidade e metalicidade, que atualmente sabemos ser uma relação entre massa estelar e metalicidade, vem sendo profundamente discutida em diversos trabalhos atualmente, alguns dos quais citaremos extensivamente aqui (Tremonti et al. 2004, Kewley & Ellison 2008, Mannucci et al. 2010, Lara-López et al. 2010, Yates et al. 2012).

O modelo teórico mais simples trata as galáxias como uma “caixa fechada”, assumindo que elas estão isoladas no universo e que não há troca como o meio externo. Outra aproximação utilizada é a reciclagem instantânea: todas as estrelas com massa maior que $1 M_{\odot}$ morrem imediatamente após o nascimento, estrelas com massa menor que $1 M_{\odot}$ vivem para sempre. A principal equação deste modelo relaciona a metalicidade do gás ao rendimento efetivo (razão entre a massa do gás em metais e a quantidade que permanece em estrelas).

$$Z = y_z \ln(f_{gas}^{-1}), \quad (1.1)$$

y_z é o rendimento efetivo e f_{gas} é a fração de gás da galáxia.

Em uma série de teoremas, Edmunds (1990) mostrou de que forma fenômenos como a entrada de gás pristino (inflow) e a saída de gás enriquecido quimicamente (outflow), devem afetar o rendimento efetivo de uma galáxia:

- Casos em que somente o outflow está presente devem apresentar um rendimento efetivo menor do que um modelo de “caixa fechada”.
- Em casos de inflow de gás pristino o rendimento efetivo deve ser sempre menor que num modelo de “caixa fechada”, estando, ou não, o outflow presente.

- Para inflow de gás quimicamente enriquecido, há de se comparar as metalicidades do gás acretado com o gás na galáxia.
- A metalicidade resultante será sempre menor se houver um outflow maior que o inflow, com inflow de gás quimicamente menos evoluído.

O que estes itens nos dizem é que, se o inflow e o outflow forem importantes para definir a metalicidade, deve haver uma variação no rendimento efetivo com a massa da galáxia. Isso presume que inflow e outflow estejam relacionados à massa da galáxia, o que é intuitivamente válido.

O estudo da evolução química feito neste trabalho se dá pela análise da relação entre a massa estelar e a metalicidade, buscando outras variáveis que possam participar desse fenômeno. Dentro deste contexto traremos novos ingredientes para contar a história de enriquecimento da nossa amostra de galáxias.

1.4 A poeira e o gás nas análises espectrais

Ao analisarmos as informações contidas nos espectros eletromagnéticos das galáxias, precisamos estimar quanto de radiação modificou-se no caminho em interações com grãos de poeira. A poeira interage absorvendo e reemitindo a radiação incidente, afetando o espectro observado.

Outro fato importante sobre a poeira é que ela está ligada à produção de H_2 , molécula da qual se formam as estrelas. O hidrogênio atômico se acopla à superfície do grão de poeira, que absorve o excesso de energia possibilitando a formação da molécula. Essa associação faz com que a quantidade de poeira seja diretamente proporcional à quantidade de H_2 . Por isso utilizar a poeira como um *proxy* para a quantidade de gás molecular é perfeitamente razoável.

A relação íntima entre o gás e a taxa de formação estelar (SFR - *Star Formation Rate*) foi pela primeira vez estudada em Schmidt (1959), onde ele propõe uma lei de potência que descreve a densidade superficial da SFR (Σ_{SFR}) em função da densidade superficial de gás (Σ_{gas}). Mais tarde Kennicutt (1998) parametriza a lei de Schmidt a partir de dados observacionais definindo a relação hoje conhecida como lei de Schmidt-Kennicutt:

$$\Sigma_{SFR} = (2.5 \pm 0.7) \times 10^{-4} \left(\frac{\Sigma_{gas}}{M_{\odot}pc^{-2}} \right)^{1.4 \pm 0.15} M_{\odot}yr^{-1}kpc^{-2}. \quad (1.2)$$

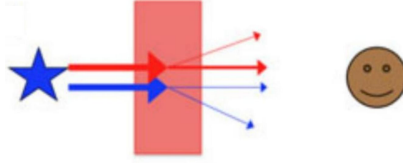


Figura 1.3: Modelo da cortina de poeira por Calzetti (2013).

Nossos espectros neste trabalho não possuem informação sobre o gás do qual se formam estrelas. Poderíamos utilizar a equação 1.2 e calcular os gás a partir da SFR, e muitos estudos seguem essa linha. O problema em se fazer isso está na forma como a equação acima foi calibrada, utilizando uma amostra de galáxias específica, que provavelmente não pode ser extrapolada para outros objetos.

Podemos nos perguntar: por que não fazer medidas diretas da quantidade de H_2 ? Medidas diretas da molécula de H_2 , que é a principal matéria prima na formação estelar, são difíceis de se realizar e toda a possibilidade de medida encontra-se fora da faixa espectral que trabalhamos. Muitos trabalhos utilizam um substituto, o hidrogênio atômico HI, que acredita-se ser o predecessor da molécula de H_2 . Uma outra opção seria utilizar a molécula de CO, que possui uma relação de proporcionalidade com H_2 , mas esta transformação têm suas restrições. Por isso estimar a quantidade de gás por outros caminhos é importante.

Nesta Tese utilizaremos a poeira como um proxy para Σ_{gas} . A ideia é que a profundidade óptica da poeira, τ_d , que podemos estimar tanto da análise espectral da populações estelares como das linhas de emissão, está diretamente relacionada à densidade de coluna de poeira (Σ_d). A figura 1.3 mostra como é definida a geometria da poeira em nossa análise. Neste modelo a poeira é colocada toda à frente das fontes de emissão (estrelas e AGN), como uma cortina. Para converter Σ_d em Σ_{gas} precisaremos assumir uma relação gás/poeira. Isto introduz certa incerteza em nossa análise, mas ainda assim vale a pena explorar esta possibilidade.

1.5 Organização textual

Esta tese é composta de temas independentes. Cada capítulo pode ser lido separadamente, sem a necessidade de conhecimento do conteúdo antecessor.

Todos, no entanto, fazem uso do banco de dados starlight-SDSS. Esta fonte central de informações é apresentada no Capítulo 2.

O Capítulo 3 trata da formação estelar em galáxias portadoras de núcleo ativo. No Capítulo 4 abordamos a evolução química pelo estudo da relação entre a massa estelar e a metalicidade em galáxias com formação estelar. O Capítulo 5 aborda o problema do tratamento para extinção nas amostras de galáxias. Ao final no Capítulo 6, trazemos os próximos passos no desenvolvimento dos temas tratados aqui.

O SDSS e o STARLIGHT

Esta Tese está toda baseada em dados provenientes do Sloan Digital Sky Survey (SDSS) e nos resultados obtidos do processamento desses dados através do código de síntese espectral starlight. Tanto o SDSS como o starlight já foram discutidos em detalhe em diversos artigos na literatura. Neste Capítulo apresentamos uma breve revisão de ambos.

2.1 O SDSS

O SDSS na sua 7ª liberação de dados (DR7) fez imagens em cinco diferentes cores de 1/4 do céu, e aproximadamente 1 milhão de espectros foram observados (Abazajian et al. 2009). O telescópio do SDSS (ver figura 2.1) está localizado no Observatório Apache Point, no Novo México (EUA).

Os espectros são coletados através do uso de uma placa de alumínio

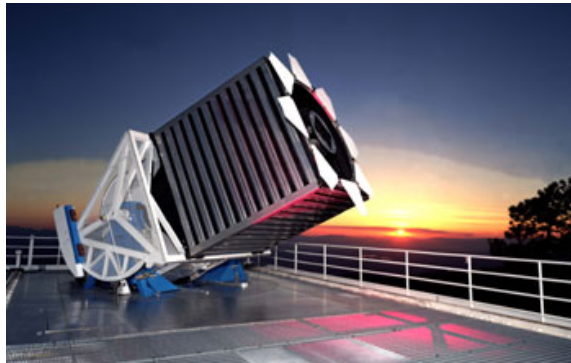


Figura 2.1: Telescópio do SDSS. Cortesia: National Science Foundation dos Estados Unidos.



Figura 2.2: Técnica do SDSS, trabalhando na colocação de fibras na placa. Symmetry Magazine - US Department of Energy

com cerca de 1000 orifícios, colocados ali para que coincidam com a posição de objetos no céu. Esta placa é posicionada no telescópio e os espectros são coletados por fibras ópticas introduzidas manualmente em cada orifício. Centenas de placas foram necessárias para que se pudesse recolher os quase 1 milhão de espectros. A figura 2.2 mostra o trabalho de posicionamento das fibras ópticas.

Na sua DR7, o SDSS disponibilizou espectros de 929.555 galáxias, com cobertura espectral de 3800 a 9200Å e uma resolução espectral $\lambda/\Delta\lambda = 1800\text{--}2100$.

2.2 O STARLIGHT

Espectros de galáxias são a soma de espectros de populações estelares de diferentes idades e metalicidades, associados à emissão proveniente da ionização do gás. Para medir as linhas de emissão, é necessário antes subtrair a componente estelar do espectro observado.

Com o STARLIGHT a obtenção da componente estelar se faz da seguinte maneira: calculam-se combinações lineares de espectros de N_{\star} populações estelares simples (SSPs; do inglês *Simple Stellar Populations*). Em nosso

caso, como descrito em Mateus (2006), utilizamos $N_\star = 150$ populações caracterizadas por 25 idades e 6 metalicidades. Dentre os espectros M_λ obtidos com essas combinações encontramos o que melhor se ajuste ao contínuo do espectro observado O_λ . O espectro M_λ é descrito pela seguinte expressão matemática:

$$M_\lambda = M_{\lambda_0} \left[\sum_{j=1}^{N_\star} x_j b_{j,\lambda} r_\lambda \right] \otimes G(v_\star, \sigma_\star), \quad (2.1)$$

onde:

- $b_{j,\lambda} = L_\lambda^{SSP}(t_j, Z_j) / L_{\lambda_0}^{SSP}(t_j, Z_j)$ é o espectro da j -ésima componente (SSP) normalizado em um comprimento de onda de normalização, que em nosso caso é de $\lambda_0 = 4020 \text{ \AA}$. A cada espectro $L_\lambda^{SSP}(t_j, Z_j)$ corresponde uma idade (t_j) e metalicidade (Z_j), com $j = 1, \dots, N_\star$. As SSPs são retiradas da biblioteca de SSPs desenvolvida por Bruzual & Charlot (2003).
- $r_\lambda = 10^{-0.4(A_\lambda - A_{\lambda_0})}$: este termo leva em conta o avermelhamento devido à poeira, que reduz o fluxo em λ por um fator $10^{-0.4A_\lambda}$ (o termo em A_{λ_0} aparece devido à normalização em λ_0).
- x_j corresponde à contribuição percentual da componente j da base, com idade t_j e metalicidade Z_j , ao fluxo total em λ_0 .
- M_{λ_0} funciona como um fator de normalização, sendo igual ao fluxo sintético no comprimento de onda de normalização λ_0 .
- $G(v_\star, \sigma_\star)$ é uma distribuição gaussiana centrada em uma velocidade v_\star , com uma dispersão de velocidades estelar σ_\star . A operação de convolução \otimes com a gaussiana é feita para se levar em conta o efeito de alargamento das linhas de absorção, causado pelo efeito Doppler proveniente do movimento das estrelas.

A figura 2.3 nos mostra exemplos de espectros SDSS modelados com o STARLIGHT. Destes ajustes deriva-se uma série de propriedades físicas, tais como massa em estrelas (M_\star), dispersão de velocidades estelares (σ_\star), extinção (A_V) e a história de formação estelar (obtida a partir do vetor de população \vec{x}).

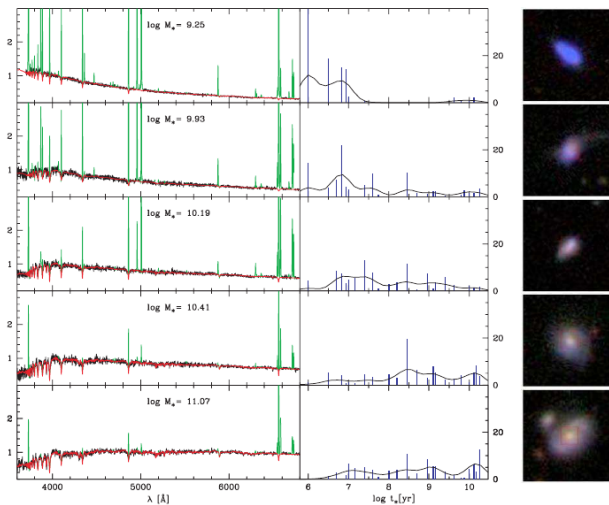


Figura 2.3: Nos painéis à esquerda temos: em preto o espectro observado de cada galáxia, em vermelho o ajuste feito pelo STARLIGHT e em verde temos as linhas de emissão e os pixels ruins, que são mascarados no ajuste. Os painéis do meio trazem a contribuição em luz de cada SSP (em %) para o ajuste: a curva é uma versão suavizada do vetor de populações. À direita vemos a imagem correspondente a cada espectro. Figura extraída de Asari et al. (2007).

2.3 Medidas de linhas de emissão

Como vimos na seção 2.2, várias propriedades físicas são derivadas a partir do ajuste do espectro estelar. Além disso, a operação $R_\lambda = (O_\lambda - M_\lambda)$ nos dá o espectro residual, i.e., o espectro de linhas de emissão puro. É a partir deste que medimos as linhas de emissão livres da contaminação devido a populações estelares. Veremos agora como isso é feito.

Com o contínuo de absorção estelar sendo subtraído do espectro galáctico, até mesmo linhas fracas podem ser detetadas e medidas. Neste sentido, Abílio Mateus desenvolveu, como parte de seu trabalho de doutorado (Mateus 2006), um código para medir a intensidade das principais linhas de emissão diretamente a partir dos espectros residuais obtidos pela síntese espectral com

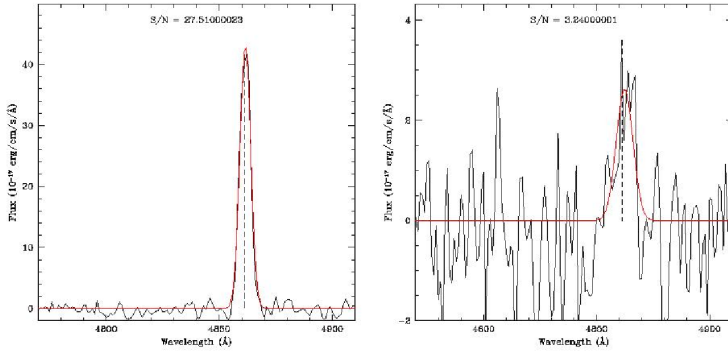


Figura 2.4: Figura retirada da tese de doutorado de Abílio Mateus (2006), que mostra dois exemplos de ajustes feitos com o uso do código desenvolvido por ele para ajustar linhas de emissão. Os exemplos estão relacionados a ajustes feitos para altos (a esquerda) e baixos (a direita) valores de S/N na linha de emissão $H\beta$: a linha vertical tracejada marca a posição do comprimento de onda no referencial de repouso. O ajuste é mostrado em vermelho.

o starlight. Neste código as linhas são ajustadas com o uso de funções gaussianas caracterizadas pela largura, desvio com respeito ao comprimento de onda central no referencial de repouso e fluxo integrado. Assume-se também que linhas de mesmo íon possuem a mesma largura e desvio espectral. As razões $[O III]\lambda 5007/[O III]\lambda 4959 = 2.97$ e $[N II]\lambda 6584/[N II]\lambda 6548 = 3$ também foram consideradas nos ajustes. O código mede as linhas de emissão $[O II]\lambda 3727$, $H\alpha$, $H\gamma$, $[O III]\lambda\lambda 4363, 5007, 4959$, $[N II]\lambda\lambda 6548, 6584$, $[O I]\lambda 6300$, $H\alpha$, $[S II]\lambda\lambda 6717, 6731$. Para cada uma destas linhas o código retorna medidas do fluxo, largura equivalente (EW), dispersão de velocidades (σ , medido a partir da largura da linha), o deslocamento em km/s (medido a partir do comprimento de onda no referencial de repouso) e a razão sinal ruído (S/N) do ajuste. Na figura 2.4, mostramos dois exemplos para ajustes feitos por este código.

Apresentadas todas as ferramentas podemos agora iniciar a exploração das galáxias do SDSS com o ajuda de nosso código de síntese.

Atividade nuclear e formação estelar

Neste Capítulo usamos os resultados da síntese de populações estelares com o *starlight* aplicada à galáxias do SDSS DR7 para estudar a conexão entre AGN e formação estelar. Exploramos o fato de que a síntese nos permite avaliar a taxa de formação estelar de diferentes tipos de AGN e utilizamos isto para separar as contribuições do AGN e da formação estelar à luminosidade observada de $H\alpha$. Tendo separado as contribuições do núcleo ativo e estelar, analisamos as correlações entre estas e outras características físicas da galáxia hospedeira. Ao final deste Capítulo, apresentamos uma receita que possibilita a separação das componentes AGN e *starburst* sem a necessidade da utilização de um código de síntese de populações estelares.

3.1 Introdução e motivação

A conexão entre atividade nuclear e formação estelar em núcleos de galáxias vem sendo estudada há muito tempo. Até o início dos anos 2000, a expressão *starburst-AGN connection* era comum na literatura, e resumia um conjunto de evidências observacionais que indicavam que os fenômenos de atividade nuclear (AGN, entendida com o acréscimo de gás por um buraco negro super-massivo) e intensa formação de estrelas (*starburst*), frequentemente coexistem nas regiões centrais de galáxias (Cid Fernandes et al. 2001, Storchi-Bergmann et al. 2001, Cid Fernandes et al. 2005, Oliva et al. 1995, Heckman et al. 1997, González Delgado et al. 2001, entre outros). A impressão geral era que de alguma maneira um fenômeno reforçaria o outro, embora nenhum cenário físico detalhado e consensual tenha emergido desses trabalhos.

A partir daí, esta conexão passou a ser vista desde o ponto de vista da evolução de galáxias como um todo, e um cenário no qual o AGN inibe a

3. Atividade nuclear e formação estelar

formação estelar (através de jatos e outros processos) ganhou força (Ciotti & Ostriker 1997, Silk & Rees 1998, Binney 2004, Schawinski et al. 2007). Esta ideia de que o AGN exerce um *feedback* negativo é hoje amplamente aceita, muito embora as evidências em favor deste *feedback* sejam indiretas.

Parte da dificuldade em se avançar na compreensão da relação entre formação estelar e atividade nuclear em galáxias advém da difícil separação entre esses fenômenos. Em particular, os espectros ópticos do SDSS analisados nesta tese são coletados por fibras de 3 arcsec de diâmetro, englobando, assim, tanto o núcleo ativo como boa parte da galáxia hospedeira. Isso inclui regiões de formação estelar tanto circum-nucleares como do disco, e esta mistura inviabiliza a aplicação de diagnósticos clássicos tanto de atividade como de formação estelar.

A linha $H\alpha$ em emissão, por exemplo, está diretamente associada à taxa de fótons ionizantes produzidos pela fonte de energia.¹ Se essa fonte for um AGN, então a luminosidade de $H\alpha$ ($L_{H\alpha}$) mede a potência do AGN. Se forem estrelas jovens, então $L_{H\alpha}$ se relaciona direta e linearmente com a taxa de formação estelar (SFR)—esse é, aliás, um dos métodos clássicos para se estimar a SFR em galáxias do tipo SF (Kennicutt 1998). Na prática, quando observamos um AGN o que os dados nos fornecem é uma mistura de $H\alpha$'s

$$L_{H\alpha} = L_{H\alpha}^{AGN} + L_{H\alpha}^{SF}, \quad (3.1)$$

ou seja, os dados nos dão o total, mas não as parcelas envolvidas na soma, as quais seriam evidentemente úteis para estudar a conexão entre atividade e formação estelar. O conhecimento de $L_{H\alpha}^{AGN}$ e $L_{H\alpha}^{SF}$ separadamente permitiria, por exemplo, investigar se galáxias com AGNs mais potentes têm maior ou menor SFR.

Neste Capítulo utilizaremos a síntese espectral de populações estelares, realizada com o starlight, para estimar a SFR de galáxias ativas. Desta forma, podemos relacionar a SFR diretamente à luminosidade $H\alpha$ proveniente da formação estelar. Esta estimativa nos permite separar a contribuição do AGN e das estrelas para a luminosidade de $H\alpha$, e assim investigar qual a relação entre a potência do núcleo ativo e a SFR em galáxias hospedeiras de AGN.

Este estudo está organizado da seguinte maneira: Na seção §3.2 apresentamos a amostra. Em §3.3 detalhamos a classificação espectral utilizada neste trabalho para distinguir as galáxias pela sua fonte de ionização como de

¹Assumindo que nenhum fóton ionizante escapa ou é absorvido pela poeira, a recombinação produz um fóton $H\alpha$ para cada ~ 2.226 fótons com $h\nu > 13.6$ eV.

tipo Star Forming (SF) ou AGN (LINER ou Seyfert). A §3.4 dá uma breve introdução sobre a SFR e suas diferentes formas de derivação. Na §3.5 apresentamos nosso método de separação entre a contribuição SF e AGN para luminosidade de $H\alpha$. Seguimos em §3.6 estudando a relação entre taxas específicas de formação estelar e acréscimo. Na §3.7 investigamos o diagrama $SFR \times M_\star$ e a localização dos AGNs com respeito à chamada “sequência principal” nesse plano. A §3.8 avalia os efeitos da abertura da fibra envolvidos em nossos resultados. Fornecemos ainda, em §3.9, uma receita para estimar a SFR específica (sSFR) em AGN a partir do índice espectral $D_n(4000)$. Finalmente em §3.10 elencamos os resultados obtidos.

3.2 Dados e amostra

Para este trabalho selecionamos galáxias do SDSS DR7 (Abazajian et al. 2009) pelos seguintes critérios:

- Sinal/Ruído ≥ 3 nas quatro linhas de emissão do diagrama BPT: $[N II]\lambda 6584$, $H\alpha$, $[O III]\lambda 5007$ e $H\beta$, para garantir confiabilidade na classificação espectral;
- Sinal/Ruído no contínuo espectral ≥ 10 (medido em uma janela de 50 Å ao redor de $\lambda = 4750$ Å), critério que garante um ajuste espectral confiável;
- Redshift no intervalo $0.040 < z < 0.148$. O limite inferior visa excluir objetos não nucleares (tipicamente regiões H II gigantes em discos de galáxias próximas). Já o limite superior é usado para filtrar objetos onde $H\beta$ coincide com a linha do céu em $\lambda = 5577$ Å;
- Largura equivalente de $H\alpha > 3$ Å, para excluir galáxias aposentadas (Stasińska et al. 2008, Cid Fernandes et al. 2011), ou seja, galáxias cuja fonte de ionização não é nem formação estelar nem um AGN, mas estrelas conhecidas como HOLMES (*hot low-mass evolved stars* - estrelas evoluídas quentes de baixa massa), que se confundem com AGNs em esquemas clássicos de classificação espectral como o diagrama BPT.

181171 das 926246 galáxias em nosso banco de dados starlight-SDSS² satisfazem os critérios acima. Como discutido em Cid Fernandes et al. (2005),

²www.starlight.ufsc.br

3. Atividade nuclear e formação estelar

este banco de dados oferece um grande número de propriedades observacionais e físicas. As mais relevantes para o estudo apresentado nesse Capítulo são:

- Fluxos, luminosidades e larguras equivalentes nas linhas $H\beta$, $[O III]$, $H\alpha$, $[N II]$;
- Massa estelar (M_\star);
- História de formação estelar;
- Redshift (z);
- Dispersão de velocidades estelares (σ_\star), útil por estar relacionada com a massa do buraco negro central (Tremaine et al. 2002);
- O índice espectral $D_n(4000)$.

3.3 Classificação espectral

Nesta seção discutimos nossa metodologia para classificar as 181171 galáxias em nossa amostra de galáxias com linhas de emissão. Esta classificação parte de uma divisão inicial entre galáxias SF e as que contêm AGN, seguida da subdivisão das AGN em Seyferts e LINERs. Começamos a discussão com a apresentação do diagrama chave no processo de classificação.

3.3.1 O diagrama BPT

Chamamos de BPT o diagrama que compara as razões de fluxos de linhas $[N II]/H\alpha$ com $[O III]/H\beta$. Este nome é devido a Baldwin, Phillips e Terlevich (1981), que primeiro utilizaram estas razões de linhas fortes do óptico para classificação de nebulosas planetárias, regiões H II e galáxias. Estes autores, bem como posteriormente Veilleux & Osterbrock (1986), Kewley et al. (2001), Kauffmann et al. (2003a) e outros (incluindo nosso próprio grupo, em Cid Fernandes et al. 2010 - a partir de agora CF10), também propuseram o uso de outros diagramas (como $[O I]/H\alpha \times [O III]/H\beta$), mas o BPT segue sendo o mais utilizado. Isso ocorre em parte porque ele envolve as linhas mais fortes, e em parte porque é aquele que melhor distingue formação estelar de atividade nuclear.

Na Figura 3.1 mostramos o diagrama BPT para nossa amostra. As duas versões mostram os mesmos pontos, mas coloridos para refletir os diferentes esquemas de classificação discutidos a seguir. A distribuição de pontos neste diagrama lembra a forma de uma gaivota. A asa esquerda é onde se encontram as galáxias de tipo SF, assim conhecidas por possuírem regiões H II fotoionizadas por estrelas massivas associadas à formação estelar recente. Esta formação estelar pode se dar nas partes centrais da galáxia, no disco, ou em ambos.

Na asa direita temos a região conhecida por abrigar galáxias nas quais a fonte de ionização do gás não se deve apenas à presença de estrelas jovens. É nessa asa que os AGNs se encontram. A associação de objetos na asa direita com AGNs está fundamentada em dois fatos, um observacional e outro mais teórico. (1) Galáxias próximas, bem estudadas e que indubitavelmente possuem núcleos ativos (identificados por fenômenos como variabilidade em raios-X e/ou a presença de linhas largas similares às de quasares) têm suas razões de linhas estreitas localizadas nessa asa. Este é um argumento direto e incontestável. (2) Em AGNs os fótons ionizantes possuem maior energia do que aqueles produzidos por estrelas jovens, o que implica em uma radiação ionizante mais “dura”, produzindo (por fotoionização) fotoelétrons mais energéticos, resultando em uma maior temperatura da nuvem. Esta temperatura eletrônica elevada favorece as excitações colisionais que dão origem a [O III] e [N II]. O mesmo não se aplica a linhas produzidas por recombinação. Por isso, temos um aumento nas razões de linhas como [O III]/H β , [N II]/H α , [O I]/H α etc., que caracterizam galáxias portadoras de núcleo ativo, elevando-as acima da sequência de galáxias SF no diagrama BPT e outros diagramas de diagnóstico similares.

Apesar de sua enorme popularidade, o diagrama BPT tem pelo menos um sério defeito, frequentemente ignorado na literatura. Stasińska et al. (2008) mostrou que a asa direita não é povoada apenas por AGNs, mas também por “galáxias aposentadas”, definidas como sistemas nos quais a radiação ionizante é dominada por estrelas velhas porém quentes (genericamente conhecidas como pós-AGB, também chamadas de HOLMES, de Hot Old Low Mass Evolved Stars, Flores-Fajardo et al. 2011), resultantes da evolução de estrelas de baixa massa. Nestas galáxias, que, dependendo de detalhes da seleção, podem até mesmo dominar a demografia da asa direita, o buraco negro central não está ativo o suficiente para competir com essa fonte de energia. Além disso, elas não possuem estrelas jovens (este é o significado de “aposentada”, aliás). Este problema foi também estudado por CF10 e Cid Fernandes et al. (2011), onde propusemos o diagrama WHAN, no qual

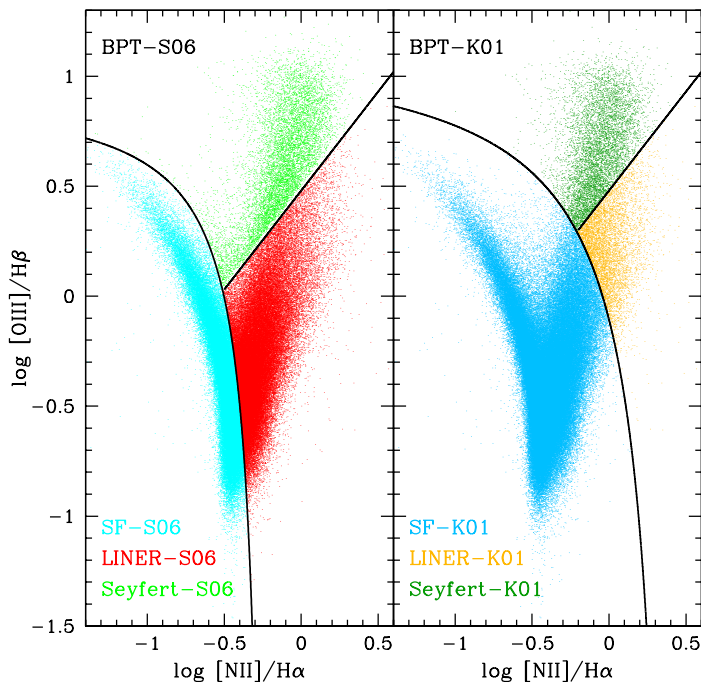


Figura 3.1: Diagrama BPT para as 183292 galáxias de nossa amostra. No painel à esquerda temos as galáxias classificadas de acordo com Stasińska et al. (2006) (S06): SF em ciano, Seyfert em verde claro, e LINER em vermelho. À direita as galáxias são classificadas de acordo com Kewley et al. (2001) (K01): SF em azul, Seyfert em verde escuro, e LINER em laranja. Em ambos os casos a divisão Seyfert/LINER é feita com base em CF10. Esse mesmo código de cores é adotado em outras Figuras desse Capítulo.

a largura equivalente de $H\alpha$ ($W_{H\alpha}$) substitui o eixo $[O III]/H\beta$ do BPT. O critério de $W_{H\alpha} > 3 \text{ \AA}$ está baseado nesses estudos, e visa precisamente eliminar galáxias aposentadas de nossa amostra.

3.3.2 Galáxias SF \times AGN

A separação entre as asas SF e AGN é tema de diversos artigos, como Kewley et al. (2001) (doravante K01), Kauffmann et al. (2003a), e outros. Nosso próprio grupo, em Stasińska et al. (2006) (S06) e CF10, discutiu esse assunto. Neste trabalho adotaremos a linha de separação proposta por S06, indicada no painel à direita da Figura 3.1 como BPT-S06.

Tal qual construída por S06, baseada em modelos de fotoionização por estrelas jovens, a linha BPT-S06 deve ser entendida como separando objetos *puramente SF* (em ciano) de objetos que requerem uma fonte de ionização mais dura (em vermelho e verde claro), como AGN. Pontos à direita da linha de S06 podem, no entanto, representar misturas de SF + AGN. De fato, isso sabidamente ocorre em muitos casos, particularmente aqueles mais próximos da linha de S06.

Pontos à direita da linha de S06 serão chamados de AGN nesse trabalho, mas, pelo exposto, não devem ser entendidos como necessariamente AGNs puros. Em outras palavras, nossos AGNs incluem galáxias nas quais regiões H II fotoionizadas por estrelas jovens contribuem ao espectro observado.

No total, nossa amostra de trabalho contém 87333 galáxias SF e 93814 AGN.

3.3.3 Seyferts \times LINERs

A asa direita do diagrama BPT contém tanto LINERs como Seyferts (ambos de tipo 2, i.e., contendo apenas linhas de emissão estreitas, provenientes da chamada “Narrow Line Region”). Em termos gerais, Seyferts são mais luminosas, têm maior excitação/ionização, e tendem a habitar galáxias com contínuo mais azul que os LINERs (Ho et al. 2003). A divisão precisa entre as duas classes, contudo, passou por diversas versões ao longo da história.

A divisão Seyfert/LINER mais recente (e mais influente) é a proposta por Kewley et al. (2006, K06), que identificou aparentes bimodalidades nas populações de AGNs nos diagramas de diagnóstico $[S II]/H\alpha \times [O III]/H\beta$ e $[O I]/H\alpha \times [O III]/H\beta$. K06 dá equações para separar Seyferts de LINERs nesses planos, mas não no plano $[N II]/H\alpha \times [O III]/H\beta$. Durante o trabalho de

3. Atividade nuclear e formação estelar

mestrado (Schlickmann 2008) estendemos a divisão Seyfert/LINER proposta por K06 ao diagrama BPT, obtendo que a equação

$$\log[\text{O III}]/\text{H}\beta = 0.90 \log[\text{N II}]/\text{H}\alpha + 0.48, \quad (3.2)$$

que separa Seyferts (acima dessa linha) de LINERs (abaixo) de maneira estatisticamente ótima (ver também CF10). Essa divisória está indicada na Figura 3.1.

Como explicado acima, todos os objetos acima da linha de S06 são chamadas AGN nessa tese. Desses, os que estiverem acima da linha descrita pela eq. 3.2 serão chamados de Seyferts e os que estiverem abaixo de LINERs. Os 93814 AGN de nossa amostra se dividem em 10039 Seyferts e 83775 LINERs.

3.3.4 Subdividindo Seyferts e LINERs: S06 \times K01

Desde Kauffmann et al. (2003a), onde o diagrama BPT para o SDSS foi apresentado e explorado pela primeira vez, é comum se definir objetos entre a base e a ponta da asa direita da gaivota como “objetos compostos”. Pelos motivos encontrados em CF10 e CF11 preferimos não seguir essa terminologia, a qual presume (erroneamente) que é possível traçar uma linha no diagrama BPT que isole AGNs puros de sistemas nos quais as linhas devidas ao AGN se misturam com aquelas provenientes de formação estelar.

A divisão SF/AGN apresentada no painel à esquerda da Figura 3.1, marcada como BPT-K01, mostra a *maximal starburst line* de K01. Apesar de, como o nome indica, ter sido derivada como a posição extrema de sistemas SF segundo os modelos de K01, esta divisão é usada na literatura para separar AGNs puros (acima da linha) de sistemas compostos (abaixo da linha), nos quais tanto SF como AGN contribuem para as linhas de emissão. Este uso, apesar de errado, é amplamente difundido em artigos da área (Kauffmann et al. 2003a, Tremonti et al. 2004, Wild et al. 2010). CF11 discutem esse ponto em detalhe.

Apesar de sermos críticos quanto ao uso e o próprio significado da linha de K01, utilizaremos essa linha com o intuito de identificar AGNs extremos em termos de sua localização no diagrama BPT. Na prática, definiremos tanto Seyferts como LINERs de duas maneiras:

- Seyfert-S06: Acima da linha de S06 e da divisão Seyfert/LINERs de CF10 (eq. 3.2);

- Seyfert-K01: Acima da linha de K01 e da divisão Seyfert/LINERS de CF10;
- LINER-S06: Acima da linha de S06 e abaixo da divisão Seyfert/LINERS de CF10;
- LINER-K01: Acima da linha de K01 e abaixo da divisão Seyfert/LINERS de CF10.

Definidas dessa maneira, as Seyfert-K01 constituem um *subconjunto* das Seyfert-S06, e analogamente para os LINERS. Na Figura 3.1 as Seyfert-S06 aparecem em cores verde claro e verde escuro, sendo que as últimas correspondem às Seyfert-K01. Já as LINERS-S06 aparecem em vermelho e laranja, sendo que as últimas correspondem às LINER-K01.

3.4 SFR para galáxias SF

Este Capítulo como um todo está calcado na possibilidade de usar a síntese de populações estelares com o starlight para estimar a SFR em AGNs. Para dar credibilidade à SFR assim derivada, abrimos aqui um breve parêntese para comparar a SFR derivada com o starlight com aquela derivada a partir da luminosidade de $H\alpha$ em galáxias SF, nas quais a influência de um AGN pode ser seguramente desprezada.

3.4.1 SFR($H\alpha$)

Como em Asari et al. (2007), estimamos a SFR a partir da luminosidade de $H\alpha$ (já corrigida de extinção pelo método clássico de comparar a razão $H\alpha/H\beta$ observada com o valor teórico de 2.86) usando a seguinte relação:

$$SFR_{H\alpha} = 2.05 \left(\frac{L_{H\alpha}}{10^8 L_{\odot}} \right) M_{\odot} \text{yr}^{-1} \quad (3.3)$$

Esta equação parte dos seguintes pressupostos:

- Estrelas jovens e massivas (idade ≤ 10 Myr) são as responsáveis pela fotoionização do gás, e consequentemente pela formação das linhas de emissão da série de Balmer nos espectros das galáxias.
- A SFR é constante durante o tempo de vida das estrelas jovens e massivas (i.e., ~ 10 Myr).

3. Atividade nuclear e formação estelar

- Todos os fótons emitidos são absorvidos pelo gás das regiões H II.

O coeficiente de $2.05 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$ para cada $10^8 L_\odot$ de $L_{\text{H}\alpha}$ foi obtido a partir dos modelos de populações estelares simples (SSP) de Bruzual & Charlot (2003) para metalicidade solar, função inicial de massa (IMF) de Chabrier (2003) entre 0.1 e 100 M_\odot , e modelos de evolução estelar de Padova 1994. O procedimento para derivação teórica desse coeficiente é discutido em detalhe na tese de doutorado de Natalia Vale Asari (Asari 2010) e também na monografia de qualificação de Eduardo Alberto Duarte Lacerda (Lacerda 2016). Esse coeficiente varia entre ~ 2.00 e 3.13 (portanto 0.2 dex) ao variarmos a metalicidade entre 0.2 e $2.5 Z_\odot$. Podemos tomar esta variação como uma estimativa grosseira da margem de erro nas SFR s obtidas através desse método.

Para as galáxias SF de nossa amostra, a mediana das $SFR_{\text{H}\alpha}$ obtidas com essa fórmula é $0.76 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$, e 90% das galáxias têm $SFR_{\text{H}\alpha}$ entre 0.009 e $3.25 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$.

3.4.2 SFR(síntese)

Nossa decomposição espectral das galáxias do SDSS-DR7 com o starlight utilizou uma base de $j = 1 \dots N_\star = 150$ *simple stellar populations* (SSPs) extraídas dos modelos de BC03. Por estar baseada em SSPs (i.e., uma sequência de *bursts* instantâneos), nossa análise não fornece a SFR diretamente. Para estimar SFR somamos a massa de estrelas formadas nos últimos T anos:

$$SFR_{\text{syn}} = \frac{1}{T} \sum_{j=1 | t_j < T}^{N_\star} M_j, \quad (3.4)$$

onde M_j é a massa convertida³ em estrelas que hoje têm idade t_j .

A escolha da escala de tempo T é arbitrária, mas sujeita a limites de razoabilidade. Por um lado, seria útil utilizar T tão pequeno quanto possível, preferencialmente da ordem de 10^7 yr, para ser diretamente comparável com a escala de tempo de vida de estrelas responsáveis pela produção (via fotoionização) de $\text{H}\alpha$. Por outro lado, devido às degenerescências da síntese de população estelar, quanto mais elementos da base somarmos na equação acima, mais robusto será o resultado. Além disso as populações estelares mais jovens que 10Myr são mal reproduzidas pelo STARLIGHT, por isso e preciso ter uma expressão mais robusta para o ajuste espectral. Neste trabalho

³ M^{ini} , no linguajar de quem está familiarizado com o manual do starlight.

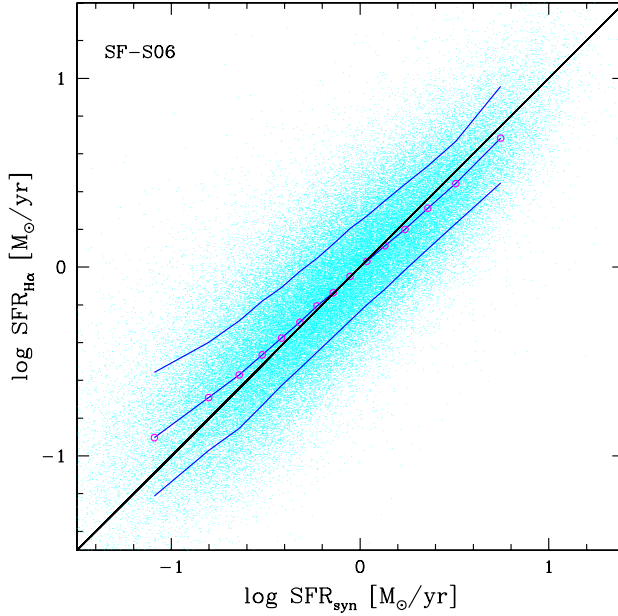


Figura 3.2: Comparação das SFRs estimadas a partir de $L_{H\alpha}$ e da síntese, para galáxias SF classificadas segundo S06. A linha contínua preta marca a bissetriz, enquanto as linhas traçadas em azul marcam a mediana e os percentis 16 e 84%.

adotamos $T = 100$ Myr, notando que, ao menos em primeira aproximação, outras escolhas razoáveis produziram os mesmos resultados globais.

3.4.3 $SFR_{syn} \times SFR_{H\alpha}$

Na Figura 3.2 comparamos as estimativas de SFR obtidas através de $H\alpha$ (eq. 3.3) com aquelas derivadas pelo starlight (eq. 3.4). Apenas galáxias classificadas como SF são incluídas nesse gráfico, que visa fundamentalmente comprovar que as $SFRs$ derivadas através da síntese espectral são comparáveis àquelas aferidas através de $L_{H\alpha}$.

De fato, a Figura mostra que estas duas estimativas independentes con-

3. Atividade nuclear e formação estelar

cordam uma com a outra. A diferença quadrática média (rms) entre essas duas $SFRs$ é de apenas 0.3 dex. É relevante notar que este nível de espalhamento se aplica a galáxias individuais. Estatisticamente, a concordância é bem melhor que isso, como se deduz da sobreposição das linhas mediana e identidade na Figura 3.2. Uma comparação semelhante foi realizada por Asari et al. (2007), que também encontram que SFR_{syn} (eq. 3.4) reproduz com boa precisão as taxas de formação estelar estimadas de forma convencional (i.e., via $L_{H\alpha}$).

Uma vez demonstrado que SFR_{syn} funciona para galáxias SF, podemos passar à aplicação da eq. (3.4) à AGNs, onde $H\alpha$ não pode ser usada como um indicador limpo da taxa de formação estelar. Isto é feito a seguir.

3.5 Separando $H\alpha$ em suas componentes AGN e SF em galáxias ativas

Vamos agora aproveitar o fato de que $SFR_{syn} \sim SFR_{H\alpha}$ para, invertendo a eq. 3.3, estimar a luminosidade de $H\alpha$ devida a formação estelar a partir da SFR obtida com a síntese espectral:

$$L_{H\alpha}^{syn} = \frac{1}{2.05} \left(\frac{SFR_{syn}}{M_{\odot} \text{ yr}^{-1}} \right) 10^8 L_{\odot} \quad (3.5)$$

Na eq. 3.1 esta luminosidade foi definida como $L_{H\alpha}^{SF}$. Aqui preferimos a notação $L_{H\alpha}^{syn}$ para enfatizar que se trata de uma previsão baseada na síntese com o starlight.

A Figura 3.3 mostra como $L_{H\alpha}^{syn}$ se compara com a luminosidade $H\alpha$ total observada em AGNs. Esta Figura apresenta o primeiro resultado verdadeiramente original desse estudo. Apesar do espalhamento, vê-se que existe uma tendência dos pontos de estarem abaixo da bissetriz. Segundo nossa ideia, este excesso de $H\alpha$ deve estar associado à contribuição do AGN.

Estatisticamente, a diferença entre $\log L_{H\alpha}$ e $\log L_{H\alpha}^{syn}$ é em média 0.19 dex, com uma dispersão de 0.39 dex. Uma medida mais conveniente do excesso de $H\alpha$ é:

$$\phi_{H\alpha}^{AGN} = \frac{L_{H\alpha} - L_{H\alpha}^{syn}}{L_{H\alpha}} \quad (3.6)$$

que representa nossa estimativa para a fração de $H\alpha$ que provém do AGN. Como $H\alpha$ é diretamente proporcional ao número de fótons ionizantes produzidos pela fonte de energia, esse quociente quantifica a participação do AGN

3.5. Separando H α em suas componentes AGN e SF em galáxias ativas

na energética envolvida na produção de H α . Analogamente,

$$\phi_{H\alpha}^{SF} = \frac{L_{H\alpha}^{syn}}{L_{H\alpha}} = 1 - \phi_{H\alpha}^{AGN} \quad (3.7)$$

diz qual a participação relativa de SF na energética do sistema.

Para os 93814 AGN de nossa amostra a mediana e os percentis 16% e 84% são $\phi_{H\alpha}^{AGN} = +0.30, -0.42$ e $+0.71$, respectivamente. Vê-se portanto que a formação estelar domina a contabilidade de H α em AGNs do SDSS, contribuindo com tipicamente $\phi_{H\alpha}^{SF} \sim 0.70$ de $L_{H\alpha}$. O valor negativo do percentil 16% reflete o fato de que para aproximadamente 30% da nossa amostra de AGNs a SFR_{syn} é maior que a $SFR_{H\alpha}$. Apesar de fisicamente inconsistentes, estes valores para SFR_{syn} não são absolutamente inesperados, avaliando todas as limitações envolvidas no ajuste da síntese. O mesmo deve acontecer no outro extremo, ou seja, devem existir galáxias onde a SFR_{syn} é subestimada, só que esses casos não são facilmente identificados. Por isso é importante interpretar nossos resultados desde um ponto de vista estatístico.

Os AGNs mostrados na Figura 3.3 são separados em subclasses na Figura 3.4, que repete a comparação $L_{H\alpha} \times L_{H\alpha}^{syn}$ para Seyfert-S06 (painel a), Seyfert-K01 (b), LINER-S06 (c) e LINER-K01 (d). A Figura torna evidente que o excesso de H α é maior nas Seyferts que nos LINERs. Para Seyferts-S06 obtemos um valor mediano e intervalo de 16 a 84% de $\phi_{H\alpha}^{AGN} = 0.54^{+0.85}_{-0.03}$, enquanto que para Seyferts-K01 $\phi_{H\alpha}^{AGN} = 0.58^{+0.86}_{-0.04}$. Para LINERs-S06 achamos $\phi_{H\alpha}^{AGN} = 0.25^{+0.69}_{-0.47}$, e para LINERs-K01 $\phi_{H\alpha}^{AGN} = 0.46^{+0.83}_{-0.33}$.

Nota-se que, tanto para Seyferts como para LINERs, a contribuição de AGN cresce de S06 para K01. Isso ocorre porque, como já explicado, AGNs-S06 incluem objetos “compostos”, que populam a base da asa direita da gaivota. Já os AGNs-K01 seriam AGNs mais extremos, mesmo que a linha de K01 não possa, por construção, separar perfeitamente esta classe idealizada de objetos.

Em LINERs, especialmente LINERs-S06, H α é dominada por SF a um nível típico de 74%. Isto não chega a ser surpreendente, visto que LINERs são sabidamente AGNs de baixa luminosidade, nos quais $L_{H\alpha}^{AGN}$ é facilmente superada pela contribuição de regiões de formação estelar, especialmente quando os espectros incluem boa parte da galáxia, como é o caso aqui. Nesses casos nossa estimativa de $L_{H\alpha}^{AGN}$ vai ser necessariamente incerta, podendo até mesmo ser negativa para boa parte da amostra. Para a amostra LINER de K01 observamos uma contribuição SF menor ($\phi_{H\alpha}^{SF} = 53\%$). Isso é facilmente explicado pelo fato de que o critério de K01 incluir fontes AGNs mais “puras”, como já observamos anteriormente.

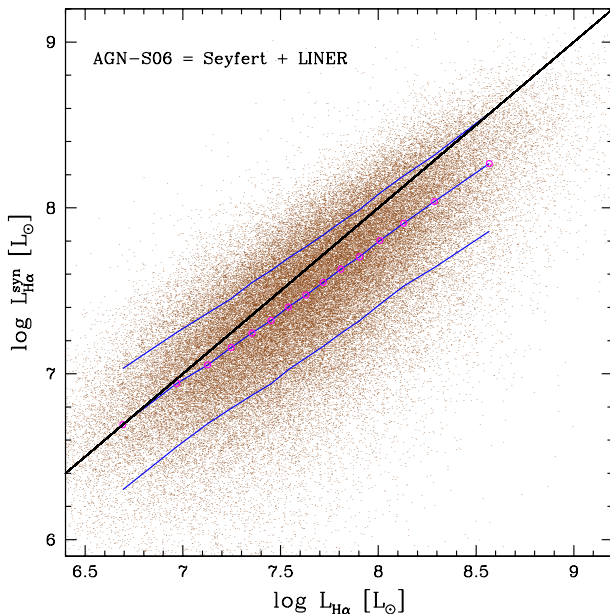


Figura 3.3: Comparação de $L_{H\alpha}$ observada com $L_{H\alpha}^{syn}$ para todos AGNs da amostra. A linha preta é a bisettriz. As linhas em azul indicam a mediana e os percentis de 16 e 84%.

Em Seyferts, cujos AGNs são sabidamente mais potentes, a contribuição AGN supera ($\phi_{H\alpha}^{AGN} > 50\%$) a contribuição SF tanto para Seyferts-S06 como para Seyferts-K01.

3.6 A luminosidade de $[O III]\lambda 5007$: indícios de uma conexão SF-AGN

Vamos agora investigar como nossas estimativas de $\phi_{H\alpha}^{AGN}$ e $L_{H\alpha}^{AGN}$ se relacionam com outras grandezas que supostamente medem as características do AGN. Nos concentraremos nos resultados para Seyferts, para as quais nossas estimativas são mais fiáveis. A análise que segue inclui também LINERs,

3.6. A luminosidade de $[O III]\lambda 5007$: indícios de uma conexão SF-AGN

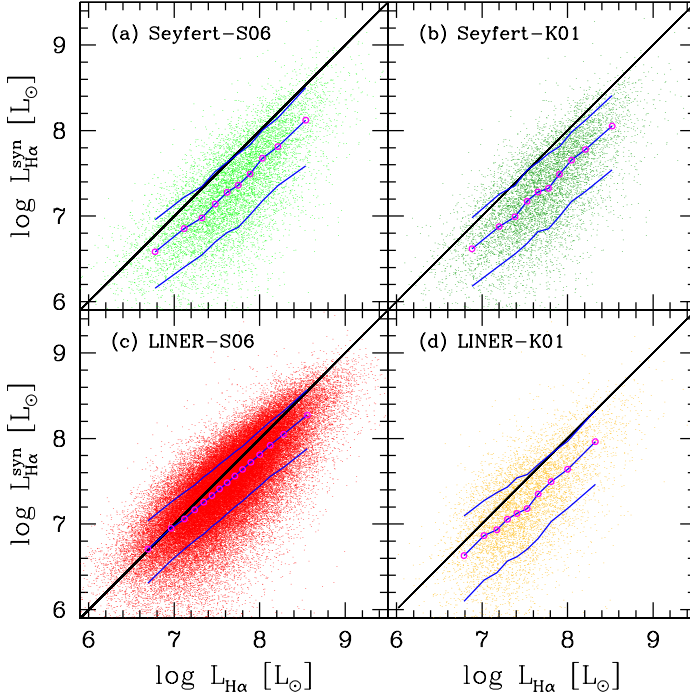


Figura 3.4: Como na Figura 3.3, mas agora comparando $L_{H\alpha} \times L_{H\alpha}^{syn}$ para as diferentes subamostras de AGNs. As cores seguem o mesmo esquema da Figura 3.1.

3. Atividade nuclear e formação estelar

mas essencialmente para fins de comparação.

Grande parte dos estudos de AGN baseados em dados do SDSS adotam a luminosidade da linha $[O III]\lambda 5007$ como indicador da potência do AGN. Kauffmann et al. (2003a) e Heckman et al. (2004), os primeiros a propor este uso para $L_{[O III]}$, justificam esta escolha argumentando que esta é a linha que sofre menos contaminação por regiões de formação estelar. Além disso, é sabido que em AGNs de tipo 1 (Seyferts 1 e quasares) $L_{[O III]}$ se correlaciona bem com luminosidade do contínuo óptico, que nesses objetos é dominado pela emissão não estelar do AGN (ver, p. ex., a Figura 23 de Kauffmann et al. 2003a). Heckman et al. (2004) vão um passo além e introduzem o quociente $L_{[O III]}/\sigma_\star^4$ como um “*proxy*” observacional para a razão de Eddington, definida como a razão entre a taxa de acréscimo (\dot{M}_\bullet) e a massa (M_\bullet) do buraco negro central, que é uma taxa de acréscimo específica (qualitativamente análoga à taxa de formação estelar específica). A ideia por trás dessa escolha é que $L_{[O III]}$ é aproximadamente $\propto \dot{M}_\bullet$, enquanto M_\bullet se relaciona linearmente com σ_\star^4 (Ferrarese & Merritt 2000, Gebhardt et al. 2000).

Em suma, para dados do SDSS, $L_{[O III]}$ e $L_{[O III]}/\sigma_\star^4$ são os principais observáveis relacionados à atividade nuclear, de modo que vamos centrar nossa análise nessas duas quantidades.

A Figura 3.5 traz nosso $\phi_{H\alpha}^{AGN}$ contra $\log L_{[O III]}$. Apesar da dispersão, a Figura mostra claramente que $\phi_{H\alpha}^{AGN}$ é maior para Seyferts com alta $L_{[O III]}$, assumindo valores típicos de $\phi_{H\alpha}^{AGN} \sim 60\%$ para $L_{[O III]} > 10^7 L_\odot$. Podemos ver que tanto Seyferts-S06 quanto Seyferts-K01 possuem o mesmo comportamento, com diferença mínima entre suas medianas. LINERs (painéis à direita) mais luminosos em $[O III]$ também parecem ter maiores valores de $\phi_{H\alpha}^{AGN}$, especialmente os LINERs-S06. A dispersão dos pontos, no entanto, é grande, e fortemente afetada pela incerteza em nossa estimativa de $\phi_{H\alpha}^{AGN}$ nesses sistemas, conhecidos por terem AGNs fracos. De um modo geral, essa Figura confirma a expectativa de que quanto mais potente o AGN (maior $L_{[O III]}$), maior sua participação na energética do sistema (maior $\phi_{H\alpha}^{AGN}$).

Na Figura 3.6 comparamos a taxa específica de formação estelar $sSFR \equiv SFR/M_\star$ com a razão $L_{[O III]}/\sigma_\star^4$, que representa a grandeza equivalente para o AGN. Em outras palavras, afora fatores multiplicativos, o plot compara \dot{M}_\star/M_\star com $\dot{M}_\bullet/M_\bullet$. Como podemos ver há uma forte correlação entre estas grandezas para todas as amostras selecionadas. Esta forte correlação mostra que quanto mais intensa (em termos relativos) é a formação estelar nas galáxias portadoras de núcleo ativo, maior é a taxa de acreção (também em unidades relativas) do buraco negro central.

Galáxias Seyferts-S06 e K01 estendem-se para valores maiores de

3.6. A luminosidade de $[O III]\lambda 5007$: indícios de uma conexão SF-AGN

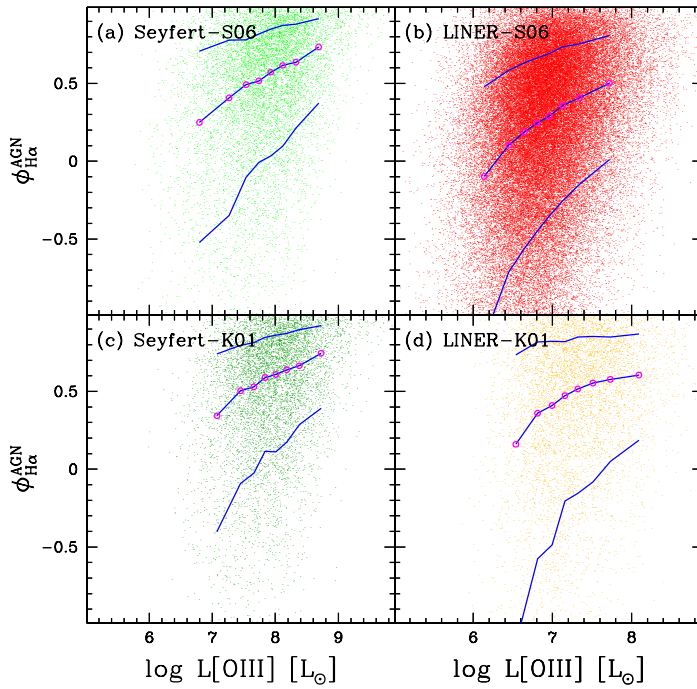


Figura 3.5: Nesta Figura trazemos $\log L_{[OIII]}$ (que, para galáxias portadoras de núcleo ativo indica a potência do AGN) contra a fração $\phi_{H\alpha}^{AGN}$, definida na equação 3.6.

3. Atividade nuclear e formação estelar

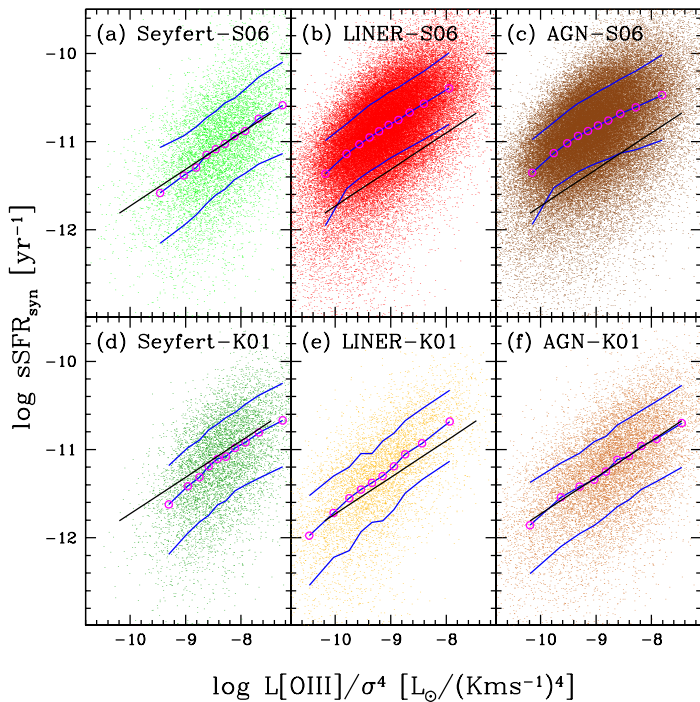


Figura 3.6: $\log sSFR \times \log L_{[OIII]}/\sigma_{\star}^4$. Na linha superior temos da esquerda para direita: Seyferts, LINERs e Seyferts+LINERs=AGN, selecionadas segundo S06. A linha inferior mostra estas mesmas classes de galáxias classificadas agora por K01. A linha contínua em preto marca o ajuste linear feito às medianas no quadro (f). Para facilitar a comparação sobrepomos esta linha aos demais quadros.

$L_{[\text{O III}]} / \sigma_{\star}^4$, um comportamento esperado, já que estas são as hospedeiras de núcleos ativos mais potentes. Já os LINERs possuem nitidamente valores menores para a taxa de acreção específica, seguindo a tendência esperada para portadores de núcleos ativos mais fracos.

Os últimos dois quadros à direita representam a amostra Seyfert + LINERs = AGN para seleção S06 e K01. Todas as classes de galáxias portadoras de AGN estão representadas pela divisão de S06 e K01. Fizemos isso para mostrar que classificações diferentes não alteram os resultados.

No início deste Capítulo mencionamos evidências observacionais que apontam para a chamada *starburst-AGN connection*. Se esta conexão realmente existe então deve haver uma relação entre a quantidade relativa de estrelas formadas e a taxa de acreção relativa no buraco negro central. Este é justamente o comportamento observado na Figura 3.6, onde vemos que, quanto maior a taxa de acreção relativa, mais intensa a atividade de formação estelar, indicando que há realmente uma ligação entre estes dois. Devemos ressaltar também que os eixos x e y nesta correlação são totalmente independentes, portanto podemos acreditar na veracidade e beleza desta correlação.

3.7 A “sequência principal”: indícios de feedback negativo

Modelos para reproduzir galáxias a partir de simulações computacionais enfrentavam problemas com excesso de massa em estrelas que surgiam nas galáxias modeladas (ver Schawinski et al. 2007 e referências lá citadas). Para resolver esse problema, as galáxias modeladas necessitavam de uma fonte extra de calor responsável também por expulsar parte do gás, encerrando assim o processo de formação estelar. Essa fonte foi identificada como *feedback* do buraco negro central. De acordo com este modelo, a radiação do AGN aqueceria o gás, inibindo a formação estelar. O buraco negro também agiria expulsando o gás disponível para formação estelar por meio de jatos. Estes dois fenômenos relacionados ao *feedback* do buraco negro possuem registros em imagens de raio-X, que podem ser vistos na Figura 3.7 (Fabian et al. 2009). Nessa Figura, a imagem em raio-X representa uma onda de choque, produzida por um jorro de matéria que está sendo ejetada da galáxia. Cálculos indicam que esse *outflow*, como é popularmente conhecido, deve estar acontecendo em M87 há aproximadamente 10 Myr. Essa Figura mostra que apesar da sua aparente pequenez frente às dimensões de uma galáxia, o AGN pode influenciar o ambiente galáctico por dezenas de kpc.

À primeira vista, este cenário parece estar em desacordo com a evi-



Figura 3.7: Imagem da galáxia elíptica M87, que abriga um buraco negro super-massivo central. Sobrepostas à imagem no óptico temos em azul a emissão em raio-X e em vermelho a emissão em rádio. Cada lado da imagem corresponde a uma distância de 50 kpc. Extraída de Fabian et al. (2009).

dência em favor da uma conexão entre formação estelar e atividade nuclear apresentada acima (Figura 3.6). Para investigar a presença de *feedback* em nossa amostra de núcleos ativos, vamos utilizar uma relação bastante estudada no âmbito das galáxias SF, o diagrama $M_{\star} \times SFR$, onde galáxias tipo SF se alinham em uma correlação que veio a ser conhecida como *main sequence* (Brinchmann et al. 2004, Renzini & Peng 2015, González Delgado et al. 2016).

A Figura 3.8 traz o diagrama $M_{\star} \times SFR$ para galáxias SF, Seyfert e LINER, com amostras definidas segundo S06 nos quadros (a), (d) e (g), e segundo K01 nos quadros (b), (e) e (h) respectivamente. Na coluna da direita temos as galáxias SF (c), strong AGN (f) e weak AGN (j, análogos de LINERs) definidas segundo o diagrama WHAN de Cid Fernandes et al. (2011). Nesse diagrama ($W_{H\alpha} \times [N II]/H\alpha$) galáxias SF são definidas como aquelas com $\log[N II]/H\alpha < -0.4$ e $W_{H\alpha} > 3 \text{ \AA}$, enquanto que tanto sAGN como

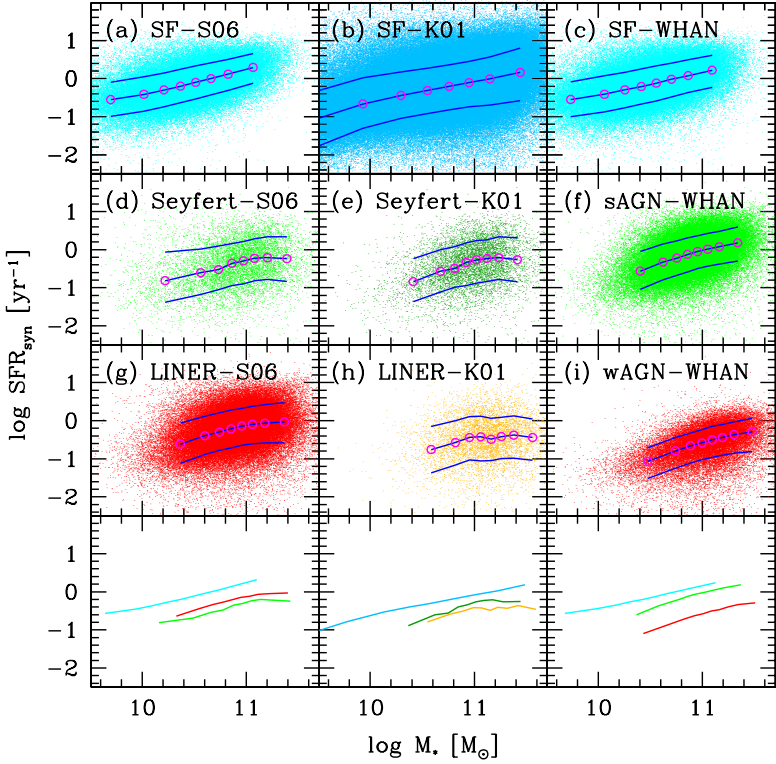


Figura 3.8: Esta Figura representa a conhecida *main sequence* para galáxias ($M_\star \times SFR$). Em (a), (b) e (c), temos as galáxias SF classificadas segundo os critérios de S06, K01 e CF11 (via diagrama WHAN) respectivamente. Na linha abaixo temos os quadros (d), (e), (f) para as galáxias Seyfert-S06, K01 e sAGN-WHAN. A próxima linha traz nos quadros (g), (h) e (i) a *main sequence* para LINERs-S06, K01 e wAGN-WHAN. No sopé encontramos as relações medianas para todas as amostras na mesma coluna, o que permite melhor visualizar as diferenças.

3. Atividade nuclear e formação estelar

wAGN têm $\log[\text{N II}]/\text{H}\alpha > -0.4$, sendo que $W_{\text{H}\alpha} > 6 \text{ \AA}$ para os sAGN (análogos de Seyferts) e $3 < W_{\text{H}\alpha} < 6 \text{ \AA}$ para os wAGN (análogos de LINERs). Objetos com $W_{\text{H}\alpha} < 3 \text{ \AA}$ são galáxias aposentadas, eliminadas desse estudo.

A chamada “main sequence” é a forte correlação entre SFR e M_\star observada nos painéis superiores da Figura 3.8, i.e., em galáxias do tipo SF. AGNs parecem seguir relações diferentes, às vezes fracas, às vezes fortes, dependendo do esquema de classificação.

Os três quadros inferiores são os que nos interessam, pois permitem melhor comparar as relações obtidas para diferentes classes. Nesses painéis as linhas representam as curvas medianas, coloridas de acordo com a cor de sua amostra apresentada nos quadros acima. Podemos observar que, para uma dada massa estelar, galáxias com AGN têm menor SFR em toda faixa de M_\star , o que indica que o AGN de alguma forma inibe a formação de estrelas. Em outras palavras, parece que galáxias com núcleo ativo formam estrelas a uma taxa menor do que o fariam sem um AGN. Este comportamento se encaixa bem ao cenário de *feedback* negativo discutido anteriormente.

Dos três esquemas de classificação usados na Figura 3.8, S06, K01 e WHAN, o que melhor separa diferentes classes no plano $M_\star \times SFR$ é o WHAN. Nos esquemas de S06 e K01 as Seyferts e LINERs se sobrepõem, como se vê nos painéis inferiores. Já no WHAN as taxas de formação estelar para uma M_\star fixa decrescem sistematicamente de SF para sAGN para wAGN. Julgamos que este é o esquema mais adequado para classificar galáxias. Primeiramente, o esquema de K01 não define galáxias SF de forma consistente, o que se nota pela enorme dispersão vista no painel b. Além disso, vale notar que tanto nas amostras S06 e K01 introduzimos um corte de $W_{\text{H}\alpha} > 3 \text{ \AA}$ que não faz parte dos critérios originalmente delineados por S06 e K01. Esse corte está baseado no resultados obtidos com o WHAN, sem o qual esses diagramas conteriam uma população espúria de galáxias aposentadas que apenas confundiriam ainda mais os resultados.

Uma observação importante a ser feita quando comparamos as medianas para galáxias wAGN e sAGN é que a SFR é sempre menor para as wAGN, o que soa como um contrassenso, pois estas galáxias hospedariam os mais fracos núcleos ativos e portanto deveriam sofrer menos *feedback* que as sAGN. No entanto, sabemos também pela análise da história de formação estelar nestas galáxias que se tratam de objetos com a população estelar mais velha em comparação às sAGN, portanto a análise pela comparação direta entre as potências dos AGNs não se aplica nesse caso. De qualquer modo, esse é um ponto a ser mais estudado no futuro.

Em suma, essa análise indica que AGNs de fato inibem a formação es-

telar, reforçando a ideia de um *feedback* negativo. No entanto, esse resultado não invalida a evidência em favor de uma correlação positiva entre formação estelar e atividade nuclear revelada, para os mesmos dados, e de forma eloquente, na Figura 3.6. Esta aparente contradição será assunto de estudos futuros.

3.8 Mapeando e modelando efeitos de abertura

Até aqui não mencionamos efeitos de abertura. Como em todos os estudos realizados com espectros do SDSS, estes efeitos devem afetar as quantidades estudadas nas seções anteriores. Cada fibra do SDSS cobre um diâmetro angular de $\theta = 3''$. Para uma galáxia a uma distância d dada por $d = cz/H_0$ (lei de Hubble), o raio físico coberto pela fibra é $R_{fib} = (\theta/2)d = \theta cz/2H_0$. Em termos numéricos, e adotando $H_0 = 70$ km/s/Mpc,

$$R_{fib} = 31.16 \times z \text{ kpc} \quad (3.8)$$

que varia entre 1.25 e 12.46 kpc para z entre 0.04 e 0.4. Para $z = 0.1$, típico de galáxias do SDSS, $R_{fib} = 3.12$ kpc.

Se por um lado esta grande abertura faz com que os espectros coletados sejam representativos da galáxia hospedeira, por outro lado ela complica o estudo de AGNs, na medida em que mistura a radiação do AGN com aquela proveniente de regiões bem distantes do núcleo. A grande contribuição de regiões de formação estelar à luminosidade de $H\alpha$ observada, estimada em $\sim 70\%$ nas seções anteriores, é pelo menos em parte devida a este efeito de abertura. De fato, espera-se que $\phi_{H\alpha}^{AGN}$ decresça sistematicamente com o aumento de z e a consequente inclusão de mais regiões de formação estelar na abertura do SDSS.

Nosso intuito aqui é desenvolver e testar um modelo simples para o efeito da distância sobre $\phi_{H\alpha}^{AGN}$. Para isso vamos partir de nossa equação 3.1,

$$L_{H\alpha} = L_{H\alpha}^{AGN} + L_{H\alpha}^{SF}$$

. Por se referir à emissão nuclear, o termo $L_{H\alpha}^{AGN}$ não deve depender da abertura (desde que ela englobe toda a região de linhas estreitas, o que é seguro supor). Já o segundo termo, $L_{H\alpha}^{SF}$, deve crescer à medida em que aberturas maiores adicionem mais regiões H II ao espectro.

3. Atividade nuclear e formação estelar

Podemos rescrever $L_{\text{H}\alpha}^{\text{AGN}}$ em termos da luminosidade de [O III] e da razão de fluxos [O III]/H α :

$$L_{\text{H}\alpha}^{\text{AGN}} = \frac{L_{[\text{O III}]}^{\text{AGN}}}{([\text{O III}]/\text{H}\alpha)^{\text{AGN}}}, \quad (3.9)$$

onde vale notar que o sobrescrito *AGN* em $L_{[\text{O III}]}^{\text{AGN}}$ é supérfluo na prática, uma vez que, ao contrário do que acontece com H α , o AGN domina a produção de [O III].

Por sua vez, $L_{\text{H}\alpha}^{\text{SF}}$ pode ser aproximada por $L_{\text{H}\alpha}^{\text{syn}} = kSF R_{\text{syn}}$ (eq. 3.5) e reescrita em termos da densidade superficial de taxa de formação estelar (Σ_{SFR}) e a área da fibra (πR_{fib}^2):

$$L_{\text{H}\alpha}^{\text{SF}} \sim kSF R_{\text{syn}} = k\Sigma_{\text{SFR}}\pi R_{\text{fib}}^2 = \frac{\pi\theta^2 c^2 k\Sigma_{\text{SFR}}}{4H_0^2} z^2, \quad (3.10)$$

onde o efeito da distância/abertura aparece de forma explícita com a dependência quadrática em z . Lembrando que

$$\phi_{\text{H}\alpha}^{\text{AGN}} = \frac{L_{\text{H}\alpha}^{\text{AGN}}}{L_{\text{H}\alpha}^{\text{AGN}} + L_{\text{H}\alpha}^{\text{SF}}} = \frac{1}{1 + \frac{L_{\text{H}\alpha}^{\text{SF}}}{L_{\text{H}\alpha}^{\text{AGN}}}}, \quad (3.11)$$

podemos usar as equações acima para calcular a proporção SF/AGN no denominador dessa última equação:

$$\frac{L_{\text{H}\alpha}^{\text{SF}}}{L_{\text{H}\alpha}^{\text{AGN}}} = \frac{\pi\theta^2 c^2 k([\text{O III}]/\text{H}\alpha)^{\text{AGN}}\Sigma_{\text{SFR}}}{4H_0^2 L_{[\text{O III}]}} z^2. \quad (3.12)$$

Substituindo as constantes (θ , c , H_0 , e k) e assumindo unidades de $\text{M}_{\odot}\text{yr}^{-1}\text{kpc}^{-2}$ para Σ_{SFR} e L_{\odot} para $L_{[\text{O III}]}$, chegamos a

$$\frac{L_{\text{H}\alpha}^{\text{SF}}}{L_{\text{H}\alpha}^{\text{AGN}}} = 1.62 \times 10^{11} ([\text{O III}]/\text{H}\alpha)^{\text{AGN}} \frac{\Sigma_{\text{SFR}}}{L_{[\text{O III}]}} z^2, \quad (3.13)$$

onde vemos que nesse modelo a proporção SF/AGN varia com o quadrado da distância, mediada ainda pelos quocientes $([\text{O III}]/\text{H}\alpha)^{\text{AGN}}$ e $\Sigma_{\text{SFR}}/L_{[\text{O III}]}$. Esta é uma previsão que podemos testar com nossos dados.

Na Figura 3.9 avaliamos a viabilidade desse modelo. No painel inferior direito plotamos $L_{\text{H}\alpha}^{\text{SF}}/L_{\text{H}\alpha}^{\text{AGN}}$ contra z^2 para Seyferts-K01, e à esquerda temos as Seyferts-S06. A amostra utilizada é como a descrita na secção 3.2,

mas ampliando o limite superior em z para melhor explorar os efeitos de abertura.

À primeira vista a relação linear prevista na equação 3.13 não parece se adequar aos dados. Essa mesma equação, no entanto, diz que a inclinação da relação depende do quociente $\Sigma_{SFR}/L_{[\text{O III}]}$, que varia de galáxia a galáxia nessa Figura. Para melhor testar o modelo agrupamos os objetos em valores semelhantes de $\Sigma_{SFR}/L_{[\text{O III}]}$. Nestes mesmos painéis exibimos as curvas medianas de $L_{\text{H}\alpha}^{SF}/L_{\text{H}\alpha}^{AGN} \times z^2$ para diferentes bins de $\Sigma_{SFR}/L_{[\text{O III}]}$. As medianas de $\Sigma_{SFR}/L_{[\text{O III}]}$ em cada bin estão expressas nos dois painéis superiores, assim como a quantidade de galáxias agrupadas. Agora sim a relação linear prevista coincide com os resultados observacionais.

Para enfatizar esse acordo, nos quadros superiores as linhas tracejadas mostram retas do tipo $y = ax$ ajustadas às curvas medianas. Sendo $x = z^2$ e $y = L_{\text{H}\alpha}^{SF}/L_{\text{H}\alpha}^{AGN}$, da equação 3.13 deduz-se que o coeficiente a é dado por

$$a = 1.62 \times 10^{11} ([\text{O III}]/\text{H}\alpha)^{AGN} \Sigma_{SFR}/L_{[\text{O III}]}.$$

Como os ajustes são feitos para bins de $\Sigma_{SFR}/L_{[\text{O III}]}$, podemos utilizar os valores de a obtidos para estimar $([\text{O III}]/\text{H}\alpha)^{AGN}$. Na tabela 3.1 apresentamos os valores de a para cada bin em $\Sigma_{SFR}/L_{[\text{O III}]}$, obtidos com a equação 3.13. Os resultados correspondem a um valor médio $([\text{O III}]/\text{H}\alpha)^{AGN} \sim 1.77$ para amostra S06 e ~ 1.98 para K01. Este são valores bastante razoáveis. Para $\text{H}\alpha/\text{H}\beta \sim 3$, esses valores correspondem a $([\text{O III}]/\text{H}\beta)^{AGN} \sim 5.3\text{--}5.9$, ou $\log([\text{O III}]/\text{H}\beta)^{AGN} \sim 0.7\text{--}0.8$, o que coincide com o extremo superior da asa AGN no diagrama BPT da Figura 3.1. Para efeito de comparação, os valores medianos de $[\text{O III}]/\text{H}\alpha$ observados em S06 e K01-Seyferts são 1.51 e 1.71. Essa diferença entre o $[\text{O III}]/\text{H}\alpha$ total e $([\text{O III}]/\text{H}\alpha)^{AGN}$ vem da já discutida contribuição dominante de formação estelar ao fluxo $\text{H}\alpha$ nos espectros SDSS de AGN.

Uma análise levemente diferente pode ser feita ajustando $y' = a'z^2$ com y' definido por

$$y' = \frac{(L_{\text{H}\alpha}^{SF}/L_{\text{H}\alpha}^{AGN})}{(1.62 \times 10^{11} \Sigma_{SFR}/L_{[\text{O III}]})},$$

em cujo caso $a' = ([\text{O III}]/\text{H}\alpha)^{AGN}$. Esta análise, que, ao contrário da anterior, não separa galáxias em bins de $\Sigma_{SFR}/L_{[\text{O III}]}$, fornece $a' = ([\text{O III}]/\text{H}\alpha)^{AGN} = 1.88$ para S06-Seyferts e 1.70 para K01-Seyferts, da mesma ordem dos resultados reportados na tabela 3.1.

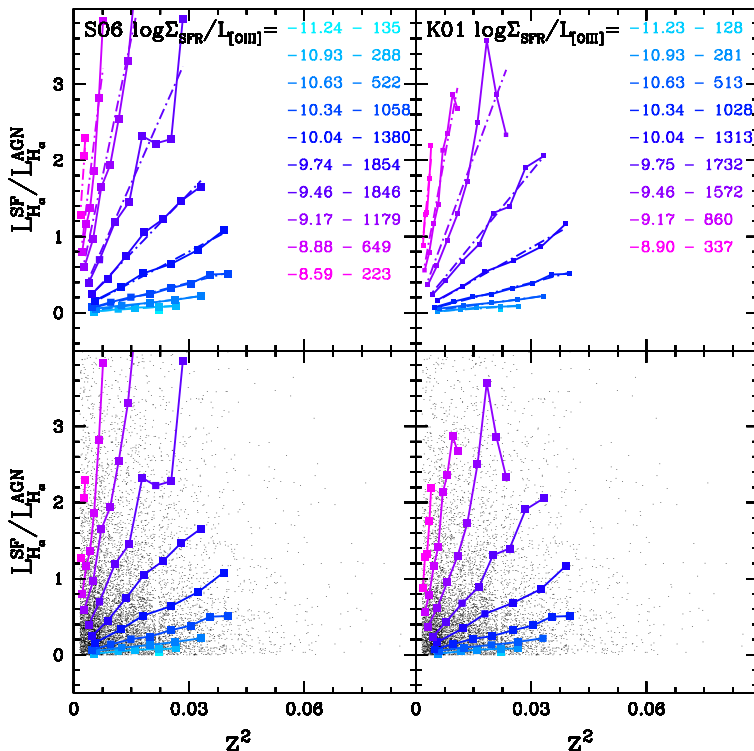


Figura 3.9: Figura que analisa a dependência da razão $L_{H\alpha}^{SF}/L_{H\alpha}^{AGN}$ com z^2 , dada na equação 3.13. À esquerda temos galáxias Seyfert-S06 e à direita Seyfert-K01. Nos quadros inferiores apresentamos as respectivas amostras. Em sobreposição temos as medianas calculadas para intervalos de 0.30 dex em $\Sigma_{SFR}/L_{[OIII]}$ representados em cores diferentes. Os valores centrais de cada intervalo são mostrados nos quadros superiores, e o mesmo esquema de cores é seguido nos quadros inferiores. Os pontos correspondem às medianas em z^2 e $L_{H\alpha}^{SF}/L_{H\alpha}^{AGN}$. Nos quadros superiores apresentamos também nosso ajuste aos pontos da mediana para cada sub-amostra (linhas tracejadas).

3.9. Uma receita simples para estimar a sSFR de galáxias Seyfert

S06				K01			
$\log \Sigma_{SFR}/L[\text{O III}]$	a	$([\text{O III}]/\text{H}\alpha)^{\text{AGN}}$	n°	$\log \Sigma_{SFR}/L[\text{O III}]$	a	$([\text{O III}]/\text{H}\alpha)^{\text{AGN}}$	n°
-11.24	1.68	1.80	137	-11.23	1.78	1.86	130
-10.93	3.50	1.83	294	-10.93	3.50	1.83	286
-10.63	6.64	1.75	634	-10.63	6.65	1.75	523
-10.34	12.90	1.74	1083	-10.34	12.98	1.75	1059
-10.04	25.66	1.74	1453	-10.04	26.95	1.82	1386
-9.74	47.40	1.61	1994	-9.74	55.62	1.88	1855
-9.46	95.07	1.69	2042	-9.46	117.9	2.10	1727
-9.17	215.8	1.97	1370	-9.17	249.5	2.27	1004
-8.88	390.7	1.83	765	-8.90	525.7	2.57	388
-8.59	742.3	1.78	282				

Tabela 3.1: Esta tabela apresenta os valores encontrados nos ajustes feitos à equação 3.13. Na primeira coluna temos os valores de $\Sigma_{SFR}/L[\text{O III}]$ (em unidades de $\text{M}_\odot \text{yr}^{-1} \text{kpc}^{-2} L_\odot^{-1}$). Nas colunas seguintes temos o valor de a encontrado, o valor de $([\text{O III}]/\text{H}\alpha)^{\text{AGN}}$, e a quantidade de galáxias em cada intervalo correspondente. As quatro colunas à esquerda expressam os resultados para a amostra de Seyfert-S06 e as quatro à direita para Seyferts-K01.

O resultado positivo do ajuste mostra que a equação 3.13 é fidedigna na representação dos dados experimentais.

3.9 Uma receita simples para estimar a sSFR de galáxias Seyfert

Ao longo desse Capítulo fizemos uso intenso da taxa de formação estelar obtidas através dos ajustes espectrais com o starlight. Esse dado nos permitiu explorar a SFR em AGNs, uma informação valiosa e que não é fácil de ser obtida. Como nem todos espectros são bons o suficientes para se aplicar o starlight, e também por questão de simplicidade, seria útil dispor de uma fórmula que desse a SFR ou a sSFR de um AGN a partir de algum observável facilmente mensurável. Algo parecido com a equação 3.3, mas aplicável também (e principalmente) à AGNs.

O índice espectroscópico que, por si só, capta de maneira mais efetiva a presença de formação estelar é a quebra de 4000 Å, tradicionalmente quantificada pelo índice $D_n(4000)$ definido por Balogh et al. (1999) da seguinte

3. Atividade nuclear e formação estelar

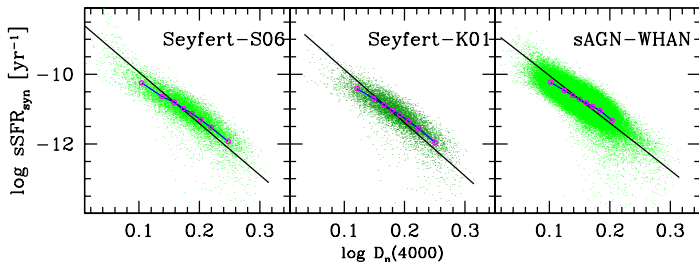


Figura 3.10: Correlação entre $sSFR_{syn}$ e o índice espectral $D_n(4000)$ para Seyferts.

maneira:

$$D_n(4000) = \frac{\int_{4000}^{4100} f_\lambda d\lambda}{\int_{3850}^{3950} f_\lambda d\lambda}. \quad (3.14)$$

O índice $D_n(4000)$ aparece no espectro galáctico como um degrau na região de $\lambda \sim 4000 \text{ \AA}$, atribuído ao acúmulo de um grande número de linhas de absorção nesta região do espectro. O degrau se forma pois o alto nível de ionização em estrelas quentes diminui a opacidade e consequentemente a absorção, portanto a quebra em 4000 \AA se torna menor para populações estelares jovens.

Na Figura 3.10 investigamos a relação entre nossa $sSFR$ (derivada com o starlight) e o $D_n(4000)$ obtido diretamente dos espectros SDSS. Vemos que há uma relação bastante estreita, indicando que o índice $D_n(4000)$ pode funcionar como um substituto para a $sSFR$. Um ajuste bi-setorial simples⁴ nos fornece a seguinte relação:

$$\log sSFR_{syn}[\text{yr}^{-1}] = -11.50 \log D_n(4000) - 8.99 \quad (3.15)$$

que prevê a taxa de formação estelar específica com uma precisão de 0.40 dex

⁴ Adotamos um ajuste bi-setorial pois não sabemos a priori qual a variável dependente.

(rms) para S06-Seyferts. Para K01-Seyferts o ajuste obtido é

$$\log sSFR_{syn}[yr^{-1}] = -11.84 \log D_n(4000) - 8.91 \quad (3.16)$$

que dá uma dispersão de 0.40 dex (rms). Já para sAGN, definidos segundo o diagrama WHAN, o ajuste é

$$\log sSFR_{syn}[yr^{-1}] = -10.42 \log D_n(4000) - 9.13 \quad (3.17)$$

que dá uma dispersão de 0.30 dex (rms).

Essas fórmulas, usadas em conjunto com uma estimativa da massa estelar (que é o parâmetro mais facilmente obtido, como explicado em Taylor et al. 2011), são receitas práticas para calcular a SFR de Seyferts sem a necessidade de uma análise detalhada e complexa como a síntese espectral. Espera-se que elas sejam de utilidade para outros pesquisadores.

3.10 Sumário das principais contribuições

Núcleos ativos são estruturas minúsculas em comparação ao tamanho de uma galáxia, mas podem ter grande importância na formação do ambiente de sua hospedeira. A motivação principal do trabalho apresentado neste Capítulo foi entender melhor como se dá a formação estelar em galáxias portadoras de AGNs e como esses dois fenômenos se inter-relacionam. Vamos sumarizar os principais resultados obtidos neste Capítulo:

- Obtivemos na seção §3.5 uma estimativa para contribuição AGN na energética do sistema formação estelar+AGN, na luminosidade de $H\alpha$, o $\phi_{H\alpha}^{AGN}$. Vimos que, para AGNs do SDSS, $\phi_{H\alpha}^{AGN} \sim 30\%$. Os restantes $\sim 70\%$ da luminosidade $H\alpha$ (e portanto da taxa de fótons ionizantes) vêm de estrelas jovens.
- Em §3.6 vimos que o $\phi_{H\alpha}^{AGN}$ está relacionado à potência do AGN, medida pela luminosidade de $[O III]\lambda 5007$. A relação $L_{[O III]} \times \phi_{AGN}$ nos mostrou que quanto maior a atividade de acreção pelo buraco negro, maior o $\phi_{H\alpha}^{AGN}$, como o esperado. Também nessa seção analisamos a relação $L_{[O III]}/\sigma^4 \times sSFR$. Encontramos que a razão $L_{[O III]}/\sigma^4$, que pode ser lida como taxa de acreção específica pelo buraco negro ($\dot{M}_\bullet/M_\bullet$), está fortemente relacionada a $sSFR = \dot{M}_\star/M_\star$. Isso indica que a abundância de gás beneficia tanto a formação estelar, quanto a acreção pelo buraco negro. Este comportamento é indicativo de uma *starburst-AGN connection*.

3. Atividade nuclear e formação estelar

- O estudo da relação $M_{\star} \times SFR$ em AGNs, apresentado na seção §3.7, nos mostrou que AGNs formam estrelas a uma taxa menor que galáxias SF de mesma massa. Em outras palavras, AGNs se localizam abaixo da “*main sequence*” no diagrama $M_{\star} \times SFR$. Qualitativamente, este resultado está em acordo com as ideias de *feedback* atuais.

As evidências em favor tanto de uma conexão SF-AGN como de *feedback* negativo encontradas parecem contraditórias, mas isso não é necessariamente verdade. Acreditamos que estes dois fenômenos podem coexistir em galáxias ativas, e este ponto deverá ser mais estudado no futuro.

- Seguimos com a análise dos efeitos da abertura da fibra sob nossos resultados (seção §3.8). Confirmamos que esse efeito existe e desenvolvemos um modelo matemático simples que o descreve satisfatoriamente.
- Na última seção (§3.9) apresentamos relações empíricas entre a sSFR e o índice $D_n(4000)$ em galáxias Seyfert. Os ajustes fornecidos permitem a estimativa de sSFR sem a necessidade de uma análise de síntese espectral detalhada, sendo portanto de utilidade em outros estudos.

A relação massa estelar versus metalicidade e outras dependências

A relação entre a massa estelar (M_\star) e a metalicidade do gás (Z_{neb}) em galáxias com formação estelar é há muito conhecida, e constitui um importante vínculo observacional para teorias sobre a formação e evolução de galáxias. Aproveitando a estatística do SDSS, vários estudos recentes exploraram o papel de outras propriedades físicas nessa relação. Em especial, foi proposto que a taxa de formação estelar atual (SFR), forma junto com M_\star e Z_{neb} uma espécie de relação fundamental. Nesse Capítulo nós abordamos essa discussão a partir da perspectiva da base de dados starlight-SDSS. Além de validar resultados anteriores, nós (a) estudamos como variam as histórias de formação estelar ao longo de projeções do espaço M_\star - Z_{neb} -SFR, (b) introduzimos um método para estimar a fração de gás (f_{gas}) em galáxias a partir de estimativas da densidade de coluna da poeira, e (c) mostramos que f_{gas} é uma grandeza tão ou mais fundamental do que a SFR para compreender a relação massa-metalicidade.

4.1 Introdução

É no interior das estrelas que os elementos químicos são transformados, e é no gás do meio interestelar que estes elementos são despejados após a morte das estrelas. Por isso, estudar a relação entre a massa estelar (M_\star) e a metalicidade nebular (Z_{neb}) nos ajuda a entender melhor a própria evolução das galáxias.

Como em todas as outras áreas da astrofísica extragaláctica, estudos da relação massa-metalicidade (doravante abreviada por MZR) passaram por uma transformação qualitativa e quantitativa com o advento do SDSS. Em

4. A relação massa estelar versus metalicidade e outras dependências

combinação com avanços nos métodos de caracterização das propriedades físicas de galáxias (incluindo M_* e Z_{neb}), a explosão no tamanho das amostras abriu um leque de novas maneiras para abordar o problema. Em particular, o excepcional poder estatístico do SDSS permitiu expandir o estudo da MZR a outras dimensões, incorporando outras variáveis que possivelmente contenham informação relevante, mas escondida na projeção 2D de uma relação intrinsecamente mais complexa. De fato, boa parte dos trabalhos nesta linha na última década (e em particular de 2010 em diante) se dedicou a buscar propriedades que expliquem o espalhamento na MZR.

A assim chamada “*fundamental metallicity relation*” (abreviada por FMR) proposta por Mannucci et al. (2010) e Lara-López et al. (2010) ilustra bem essa nova linha de investigação. Ambos estudos propõem que a taxa de formação estelar (SFR) é um 3º parâmetro importante. Estes dois trabalhos inspiraram o estudo apresentado nesse Capítulo, onde fazemos uso de nossa base de dados starlight-SDSS para explorar a mesma questão básica: que outras propriedades físicas participam da MZR?

Organizamos este Capítulo da seguinte maneira. Em §4.2 apresentamos uma revisão da literatura mais diretamente relacionada com nosso estudo. Em §4.3 apresentamos a amostra e os dados usados neste estudo. Em §4.4 mostramos as MZR e FMR derivadas a partir de nossa análise. Em §4.5 aproveitamos as histórias de formação estelar (SFH, do inglês “Star Formation History”) disponíveis em nosso banco de dados starlight-SDSS para estudar estas mesmas relações de uma forma diferente. Em §4.6 utilizamos um traçador de poeira para estimar a quantidade de gás em galáxias do tipo *star forming* (SF). Esta nova informação nos permite estimar a fração de gás (f_{gas}), propriedade que mostramos ser tão ou mais importante que a SFR no contexto da discussão da MZR. Em §4.7 discutimos nossos resultados e resumimos nossas principais conclusões. Por fim o Apêndice A discute diferentes métodos para estimar a metalicidade nebular.

4.2 A relação entre massa, metalicidade e outras propriedades: Uma revisão da literatura recente

Antes de descrever nosso trabalho propriamente dito faremos uma revisão detalhada de alguns dos artigos mais relevantes, começando por Tremonti et al. (2004), que apresenta a primeira MZR com dados do SDSS (§4.2.1). Passamos então aos artigos de Lara-López et al. (2010) e Mannucci et al. (2010), que, de forma independente, argumentam que a taxa de formação

estelar (SFR) deve ser incorporada à MZR. Juntas, essas três propriedades formariam, segundo eles, uma espécie de plano fundamental (§4.2.2). Mais adiante trataremos de reproduzir com nossos dados e ferramentas os principais resultados desses dois artigos influentes. Por fim, em §4.2.3 revisamos o artigo de Bothwell et al. (2013), um dos primeiros a questionar se a SFR é de fato a melhor variável na construção de uma relação verdadeiramente fundamental envolvendo massa e metalicidade, ou se grandezas associadas a quantidade de gás são mais importantes.

Muitos outros artigos sobre a mesma temática vem sendo publicados, dentre os quais podemos citar Obreja et al. (2014), Spitoni et al. (2016) e Bothwell et al. (2016). Apesar de incompleta e até mesmo algo desatualizada, a revisão apresentada a seguir é representativa do que está sendo feito nesta área, além de ter de relevância direta para o trabalho que apresentaremos na sequência.

4.2.1 Tremonti et al. (2004): a relação M_{\star} -Z na era da SDSS

O primeiro trabalho que estudou a relação entre massa estelar e metalicidade para as galáxias do SDSS foi o de Tremonti et al. (2004). Nesse trabalho, a metalicidade foi medida utilizando o método desenvolvido por Charlot & Longhetti (2001), que utiliza uma combinação de modelos de síntese de população estelar de Bruzual A. & Charlot (1993) e códigos de fotoionização, que utilizam parâmetros físicos e geométricos para modelar o espectro nebular. Assim, a contribuição nebulosa pela região H α e seu gás ionizado são descritos em termos de uma metalicidade efetiva, parâmetro de ionização, atenuação pela poeira a 5500 Å e fração de metais em forma de grãos de poeira. A vantagem de métodos como esse é que a metalicidade é derivada levando em consideração uma contribuição maior do espectro nebuloso, ao contrário dos *Strong Line Methods* (discutidos no Apêndice A), que utilizam apenas linhas de emissão para inferir a metalicidade.

Tremonti et al. (2004) utilizam a magnitude na banda z ($\lambda \sim 8900\text{Å}$) para caracterizar a luminosidade. A partir da medida de dois índices espectrais, o $D_n(4000)$ (quebra de 4000 Å) e o $H\delta_A$ (linha de absorção de Balmer), derivam-se informações sobre a idade estelar média das galáxias, fração de massa formada em *bursts* ocorridos nos últimos 1-2 Gyr e a razão massa luminosidade (M/L). Estas propriedades são estimadas pela comparação dos índices espectrais medidos com uma grande biblioteca de realizações de Monte Carlo de galáxias com diferentes histórias de formação estelar (SFH), levando

4. A relação massa estelar versus metalicidade e outras dependências

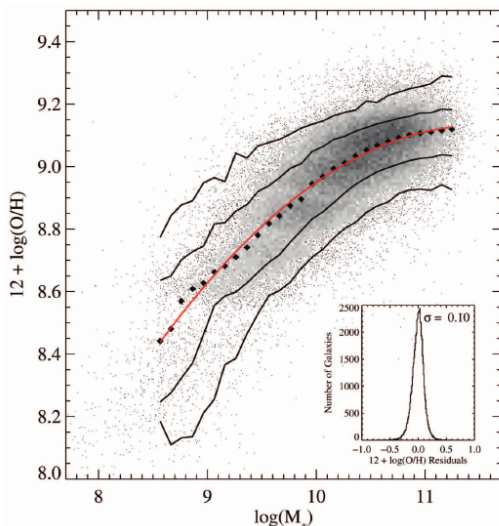


Figura 4.1: Figura 6 de Tremonti et al. (2004) com a relação massa-metallicidade para 53.400 galáxias SF do SDSS. As linhas escuras delimitam os percentis 68% e 95%. As medianas para intervalos de 0.1 dex em massa são representadas pelos pontos. A linha vermelha mostra o polinômio que melhor se ajusta às medianas. O quadro no lado inferior esquerdo mostra o histograma dos desvios com relação à mediana.

em conta várias metalicidades, formação contínua e *starbursts*. Uma posterior comparação com fotometria de banda larga permite que eles estimem a massa estelar (M_*).

A Figura 4.1 mostra a primeira versão da MZR para galáxias do SDSS. A relação é praticamente linear para massas de $10^{8.5}$ a $10^{10.5} M_\odot$, mas para valores maiores observamos um achatamento da curvatura. Outra característica que devemos ressaltar é a estreiteza da MZR, que nesse caso é de ~ 0.1 dex.

Na tentativa de localizar a origem deste espalhamento de 0.1 dex na MZR, eles estudam correlações com alguns candidatos a terceiro parâmetro nessa relação. O que eles encontram é uma correlação forte entre os resíduos na metalicidade e a densidade superficial de massa (μ_*). Este resultado parece consistente com a ideia de que galáxias com maior densidade superficial

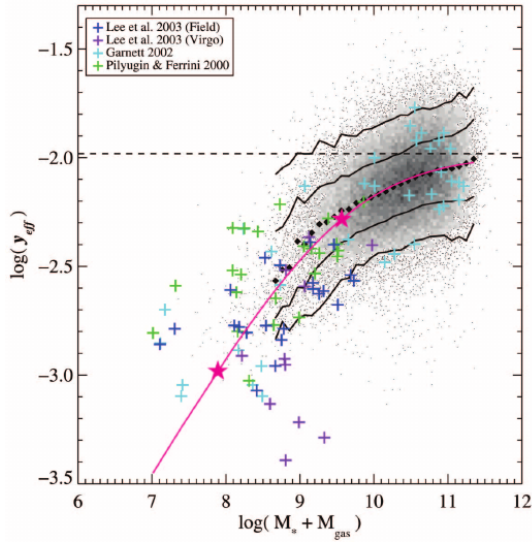


Figura 4.2: Figura 8 do artigo de Tremonti et al. (2004). Rendimento efetivo versus massa bariônica total (gás + estrelas) para galáxias SF, selecionadas da base de dados do SDSS. Quadrados pretos indicam as medianas para caixas de 0.1 dex em massa que incluem no mínimo 100 pontos. As linhas sólidas traçam o contorno da região que contém 68% e 90% dos pontos. As cruces representam os resultados de outros autores identificados na parte superior esquerda da Figura. Devemos ressaltar que, para estes, a massa e o rendimento efetivo são calculados de maneiras diferentes.

de massa transformaram a maior parte de seu gás em estrelas, aumentando sua metalicidade da fase de gás. No entanto, esse resultado entra em contradição com a falta de correlação entre os resíduos na metalicidade e a largura equivalente de $H\alpha$, que está diretamente relacionada com a taxa de formação estelar específica (sSFR, para *specific Star Formation Rate*), que nada mais é do que o quociente SFR/M_* .

Para avaliar a relevância de processos como *inflows* e *outflows* eles seguem os passos de Garnett (2002), que utiliza como teste o rendimento efetivo definido a partir de um modelo de caixa fechada (equação 1.1). Esse rendimento efetivo é definido em termos de uma fração de gás, a qual eles estimam

4. A relação massa estelar versus metalicidade e outras dependências

invertendo a lei de Schmidt-Kennicutt e utilizando também a massa estelar de sua análise. O resultado pode ser visto na Figura 4.2. Assim como em Garnett (2002), o rendimento efetivo varia de forma crescente com a massa até $M_{\star} + M_{gas} \sim 10^{9.5} M_{\odot}$. A partir daí o rendimento efetivo deixa de crescer. Fica claro que um modelo simples de caixa fechada (que prevê $y_{eff} = y = \text{constante}$) não serve para explicar o comportamento das galáxias nessa Figura. Na interpretação desses resultados, Tremonti et al. (2004) concorda com Garnett (2002) e diz que *outflows* explicam melhor esse comportamento.

4.2.2 Lara-López et al. (2010) e Mannucci et al. (2010): o papel da SFR

Em Lara-López et al. (2010) e Mannucci et al. (2010) os autores apresentam uma extensão da MZR para a relação M_{\star} - Z_{neb} -SFR, denominada de *fundamental metallicity relation* (FMR).

Os dados utilizados em Lara-López et al. (2010) estão disponíveis publicamente na base de dados do SDSS em seu *Data Release 7* (DR7). A metalicidade é derivada de acordo com Tremonti et al. (2004), e a massa estelar a partir de ajustes fotométricos como descrito em Kauffmann et al. (2003b). Para a SFR eles escolheram o método apresentado por Brinchmann et al. (2004).

O plano fundamental definido por Lara-López et al. (2010) consiste de uma combinação linear entre a SFR e a Z_{neb} que ajusta a M_{\star} das galáxias. O resultado é reproduzido na Figura 4.3, na qual o plano fundamental apresenta diferentes cores, que estão definidas de acordo com valores em massa. Além de dados do SDSS a Figura 4.3 também apresenta dados para maior redshift: losangos $z \sim 2.2$, círculos $z \sim 3.5$ e triângulo amarelo $z \sim 0.85$. Nesse trabalho não fica evidente nenhuma evolução do plano fundamental com respeito ao redshift. Os valores de massa estelar derivados a partir do plano fundamental apresentam um espalhamento menor que os valores de massa derivados a partir da MZR ou $M_{\star} \times SFR$.

Os dados utilizados por Mannucci et al. (2010) para definir o que eles intitularam FMR também provêm da base de dados do SDSS-DR7. A massa estelar total é calculada através do ajuste de dois índices espectrais ($D_n(4000)$ e $H\delta_A$, como descrito em Kauffmann et al. 2003b) pelo grupo do *Max-Planck Institute Für Astrophysik* e *Johns Hopkins University* (MPA/JHU), para uma IMF (*Initial Mass Function*) de Kroupa (2001). Os dados são reescalados para baixo por um fator de 1.06 para adequar os valores a IMF de Chabrier (2003). A metalicidade é uma média das metalicidades calculadas a partir de duas aplicações do método de linhas fortes: R23 e $[N\text{ II}]/H\alpha$, com a calibração

4.2. A relação entre massa, metalicidade e outras propriedades: Uma revisão da literatura recente

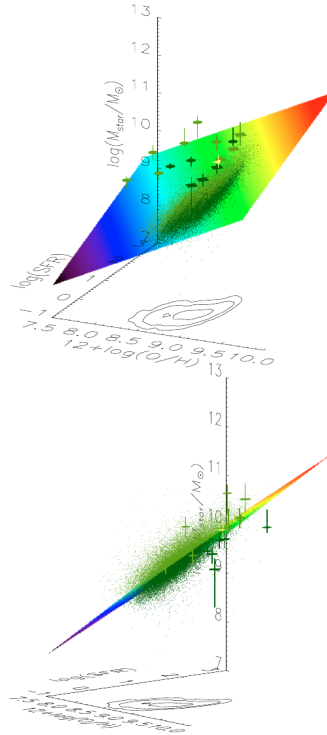


Figura 4.3: Representação do plano fundamental da FMR. Pontos mais claros estão acima do plano e mais escuros abaixo. Extraído de Lara-López et al. (2010) (Fig.A.1).

4. A relação massa estelar versus metalicidade e outras dependências

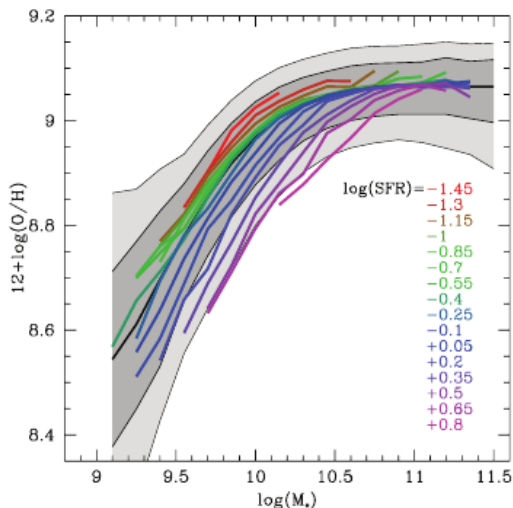


Figura 4.4: Relação massa-metalicidade para amostra de galáxias do SDSS. A área em cinza mostra a localização dos percentis 64 e 90%. As linhas coloridas representam a MZR mediana calculada para bins em $\log SFR$, indicados na legenda. Extraída de Mannucci et al. (2010).

de Nagao et al. (2006). A SFR é derivada pela luminosidade de $H\alpha$, utilizando a relação definida por Kennicutt (1998).

A Figura 4.4 apresenta a MZR obtida, representada por curvas medianas calculadas para diferentes intervalos de SFR. Enquanto galáxias com massa $\log M_* > 10.9$ não mostram nenhuma correlação entre metalicidade e SFR, para massas menores, galáxias com maior SFR apresentam menor metalicidade, evidenciando uma segregação com a SFR.

Os autores então introduzem então a FMR, que nada mais é do que uma combinação linear entre a M_* e a SFR que mais se aproxima do valor da metalicidade da amostra. A introdução da FMR traz uma diminuição significativa do espalhamento dos valores de metalicidade em comparação a MZR pura. O que se observa é que aproximadamente metade do espalhamento da MZR se dá pela dependência com a SFR.

Segundo Mannucci et al. (2010) a dependência da metalicidade com a SFR pode ser explicada pelo efeito de diluição causado pelo *infall* de gás

pristino. Porém, para a maioria das galáxias locais, a escala de tempo para o enriquecimento químico é muito pequena. O que se considera, por exemplo, é que o *infall*, a formação estelar e a ejeção de metais no meio interestelar ocorram quase que simultaneamente. Se supusermos esta simultaneidade a metalicidade cresceria constantemente com a SFR, portanto conclui-se que outros fatores devem levar a este cenário oposto. A presença de *outflow* poderia ser uma solução, pois este é um efeito que acredita-se dominante para menores massas.

4.2.3 Bothwell et al. (2013) e o papel do gás

Bothwell et al. (2013) analisam outra “relação fundamental”, desta vez entre massa estelar, metalicidade e massa de HI ($M(\text{HI})$) - HI- FMR. A $M(\text{HI})$, assim como a $M(H_2)$, nos dá informação sobre a quantidade de combustível disponível para formação estelar. A amostra é selecionada da base de dados *ALFALFA* (Arecibo Legacy Fast ALFA), com 15855 galáxias com medidas para massa de HI no universo local, seguindo os critérios relacionados abaixo:

- Apenas galáxias que também estão presentes na base de dados do SDSS são selecionadas.
- As galáxias devem ter detectadas todas as linhas necessárias para o cálculo da metalicidade, ou seja, $[\text{N II}]\lambda 6584$, $H\alpha$, $[\text{O II}]\lambda 3727$, $[\text{O III}]\lambda 4958$, 5007 , $H\beta$.
- Galáxias com metalicidades calculada via $[\text{N II}]\lambda 6584/H\alpha$ e R23 que diferem mais que 0.25 dex são descartadas.
- São selecionadas apenas galáxias SF segundo critério definido em Kauffmann et al. (2003b).

A amostra final tem 4253 galáxias. Para todas a massa estelar é a total (corrigida pelo efeito de abertura) e está descrita em Kauffmann et al. (2003b), assim como a SFR que é calculada a partir da luminosidade de $H\alpha$ utilizando a relação de Kennicutt (1998). Para poder comparar seus resultados com a FMR apresentada em Mannucci et al. (2010) (SFR-FMR), a mesma receita para o cálculo da metalicidade é seguida.

A Figura 4.5 apresenta a MZR para as 4253 galáxias da amostra HI de Bothwell et al. (2013). Vemos no painel da esquerda que os resultados

4. A relação massa estelar versus metalicidade e outras dependências

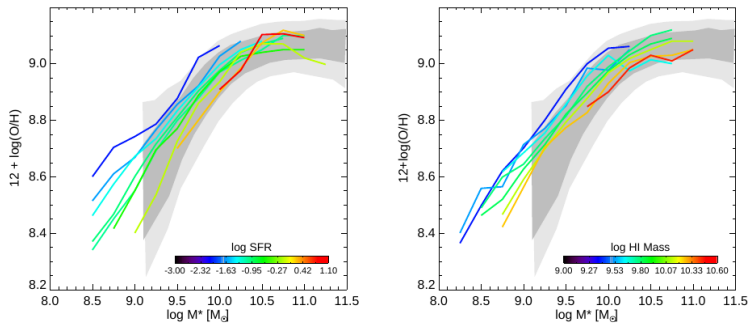


Figura 4.5: Relação massa-metalicidade para as 4253 galáxias da base de dados ALFALFA-SDSS. As linhas coloridas são medianas para bins em SFR à esquerda e massa de HI à direita. A área em cinza claro define a região que contém 64% e em cinza escuro a que contém 90% de todas as galáxias contidas na amostra definida por Mannucci et al. (2010). Extraída de Bothwell et al. (2013).

encontrados são consistentes com os apresentados em Mannucci et al. (2010), com a metalicidade crescendo com a massa estelar, e decrescendo com a SFR para massa estelar constante.

No painel à direita vemos que a $M(\text{HI})$ tem uma influência similar à da SFR sobre a MZR, ou seja, para uma dada massa estelar, galáxias com maior massa de HI apresentam menor metalicidade. Na Figura 4.6 mostramos a relação $\text{SFR} \times Z_{\text{neb}}$ para diferentes bins em massa. Como já havia sido mostrado em outros trabalhos, existe uma saturação nesta relação para maiores massas. Nessa mesma Figura temos à direita a relação $M(\text{HI}) \times Z_{\text{neb}}$, que traz um resultado interessante: esta relação permanece mesmo para valores de $\log M_{\star} > 10.5$. Outro ponto importante é que a inclinação na relação $M(\text{HI}) \times Z_{\text{neb}}$ permanece a mesma para todas as massas. Isto sugere que para toda a sequência em massa estelar temos os mesmos mecanismos para enriquecimento e diluição.

Seguindo os passos de Mannucci et al. (2010), tenta-se encontrar uma correlação entre M_{\star} e SFR e de M_{\star} e $M(\text{HI})$ que minimize o espalhamento em relação as metalicidades médias. As dispersões calculadas são de 0.073 dex para a SFR e 0.075 dex para $M(\text{HI})$ respectivamente. Isto indica que a

4.2. A relação entre massa, metalicidade e outras propriedades: Uma revisão da literatura recente

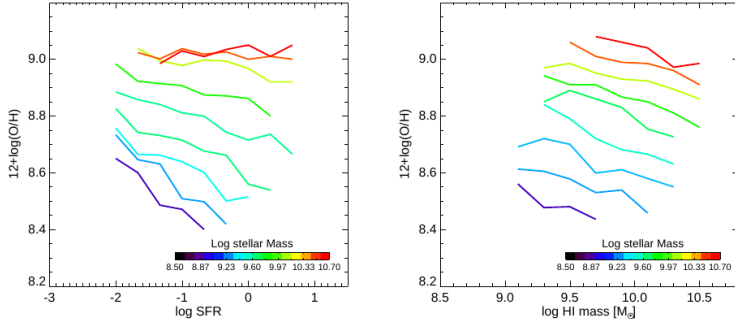


Figura 4.6: Figura 2 em Bothwell et al. (2013) que traz à esquerda $SFR \times Z_{neb}$ e à direita $\log M(HI) \times Z_{neb}$. As linhas coloridas são medianas para bins em M_{\star} .

FMR pode ser expressa tanto em termos da SFR quanto da $M(HI)$. Devemos ressaltar que tanto SFR quanto metalicidade são grandezas intensivas com relação à luminosidade de $H\alpha$, portanto não podem ser consideradas independentes. Este fato se manifesta como uma diminuição no espalhamento da SFR-FMR. Existe ainda outro fator que favorece a HI-FMR: para amostra de Mannucci et al. (2010) do SDSS, todas as variáveis são medidas a partir do espectro galáctico contido na fibra. Já $M(HI)$ está correlacionada apenas à medida da emissão em 21cm, que não pertence à região espectral onde são feitas as medidas relacionadas à metalicidade. Esta diferença deve aumentar o espalhamento encontrado para a HI-FMR. Como teste, eles adicionam um espalhamento semelhante à SFR-FMR utilizando a SFR total definida em Brinchmann et al. (2004), que resulta em um espalhamento ainda maior para a SFR-FMR de ~ 0.1 dex, o que demonstra o enfraquecimento da relação entre a metalicidade e a SFR para este cenário. Portanto o fato de terem encontrado um espalhamento maior para HI-FMR não sugere que esta relação seja menos fundamental.

Fazendo uma análise dos resultados eles chegam à conclusão de que um modelo simples de caixa fechada não é suficiente para explicar o comportamento da relação $M(HI) \times Z_{neb}$ para diferentes M_{\star} . O que se conclui é que modelos mais complexos com a presença de *infall* e *outflow* de gás, associados a uma SFR, são necessários para explicar a forma da relação $M(HI$

4. A relação massa estelar versus metalicidade e outras dependências

) $\times Z_{neb}$. Um possível cenário é apresentado com *outflow* responsável pela dependência na M_\star , e o *infall* controlando a dependência com a SFR.

Nesta breve revisão pudemos observar que estamos longe de um consenso no estudo da MZR. Por isso resolvemos tratar deste assunto, refazendo à nossa maneira algumas relações e trazendo novos ingredientes para tentar esclarecer os processos de enriquecimento químico em galáxias SF.

4.3 Dados e amostra

Como em todo este trabalho de doutorado, os espectros analisados aqui provêm da base de dados pública starlight-SDSS; são cerca de um milhão de espectros provenientes da DR7 do SDSS.

Tanto Lara-López et al. (2010) como Mannucci et al. (2010) também usam dados do SDSS-DR7. Uma grande diferença entre esses trabalhos e esta tese é que eles incorporam a massa estelar (e também Z_{neb} e a SFR, no caso de Lara-López et al. 2010) e medidas dos fluxos de linhas de emissão obtidas por outros autores (principalmente Tremonti et al. 2004, Brinchmann et al. 2004 e Kauffmann et al. 2003b), enquanto nossa análise está totalmente baseada em propriedades derivadas por nós mesmos dentro do projeto starlight-SDSS. Propriedades físicas como a M_\star , a SFR e a própria SFH são derivadas a partir do ajuste do espectro como um todo com o starlight. Além disso, com o STARLIGHT podemos medir linhas de emissão a partir do espectro residual, $R_\lambda \equiv O_\lambda - M_\lambda$.

Apesar de termos a SFR derivada como produto da síntese de população estelar pelo STARLIGHT, optamos aqui por utilizar a SFR calculada pela luminosidade de $H\alpha$. Como vimos na seção 3.4.3, essas SFR concordam bem com os valores derivados através da síntese. Mais detalhes sobre a SFR utilizada aqui podem ser encontrados na seção 3.4.1. A SFR utilizada em Mannucci et al. (2010) também é derivada pela relação com a luminosidade de $H\alpha$ definida em Kennicutt (1998) reescalada para uma IMF de Chabrier (2003). Devemos ressaltar que, apesar da semelhança entre as derivações da SFR, as medidas de linhas de emissão (de onde se obtém $L_{H\alpha}$) foram realizadas de maneira totalmente independente, incluindo diferenças tanto no template espectral (M_λ) usado para subtrair a componente estelar como no próprio código de ajuste das linhas de emissão.

4.3.1 Amostra

Nossa seleção de galáxias para este estudo se dá pelos seguintes critérios:

- O objeto deve pertencer à amostra principal de galáxias do SDSS (*main galaxy sample*);
- Redshift $z > 0.05$, garantindo que o espectro seja representativo da galáxias como um todo;
- Sinal/Ruído no contínuo ≥ 10 , garantindo um ajuste espectral confiável;
- Sinal/Ruído ≥ 3 na quatro linhas de emissão do diagrama BPT, para garantir a confiabilidade na classificação espectral e nas propriedades derivadas das linhas de emissão;
- Extinção nebular $A_{V,neb} < 2.5$ mag, evitando assim objetos excessivamente obscurecidos por poeira;
- Selecionamos apenas galáxias SF, segundo o critério de Kauffmann et al. (2003b).

90204 das 926246 galáxias em nosso banco de dados starlight-SDSS obedecem a esses critérios.

Antes de partir para nossa análise das MZR e FMR, a próxima seção traz mais detalhes sobre as medidas das linhas de emissão, peças centrais neste estudo.

4.3.2 As medidas de linhas de emissão e a Z_{neb}

Linhas de emissão fornecem importantes informações sobre o agente que as produz e sobre as condições do meio. Os objetos que estudamos neste Capítulo apresentam um espectro de ionização similar ao de regiões H II. É natural especular, portanto, que as linhas de emissão nestas galáxias provenham de regiões de formação estelar. Nestas galáxias as estrelas do presente são as responsáveis pela ionização do gás e as do passado as responsáveis pelo enriquecimento químico do mesmo. A metalicidade do gás, ou Z_{neb} , nos dá informação sobre este enriquecimento, por isso as linhas de emissão são extremamente importante para este Capítulo. Elas também nos darão medidas da SFR e da quantidade de poeira (τ_V), ambas igualmente importantes para nossa análise.

As medidas de linhas realizadas pelo grupo do MPA/JHU, já apresentado anteriormente (§4.2.2), seguem um procedimento semelhante, mas com algumas diferenças importantes. Eles impõem que todas as linhas de Balmer

4. A relação massa estelar versus metalicidade e outras dependências

($H\alpha$, $H\beta$, $H\delta$, $H\gamma$) devem ter a mesma largura e velocidade, e que o conjunto de linhas proibidas ([O III] λ 4958,5007, [N II] λ 6584,6548, [O II] λ 3727,3729, [S II] λ 6716,6731) também deve ter a mesma cinemática. Podemos ver, então, que nossas medidas de linhas de emissão são mais assertivas, pois nosso ajuste gaussiano varia para cada íon, ao contrário do grupo do MPA/JHU que possui apenas dois tipos de ajuste, para as linhas de Balmer e para as linhas proibidas de todos os íons.

Nossas medidas de linhas de emissão se dão a partir do espectro nebuloso puro, $R_\lambda \equiv O_\lambda - M_\lambda$, por isso até linhas de emissão mais fracas podem ser medidas. A principal diferença entre as medidas de linhas do MPA/JHU e do starlight é que nosso código impõe apenas que linhas do mesmo íon possuem mesma largura equivalente e velocidade.

Outra diferença com respeito a trabalhos anteriores reside na escolha do método para calcular a metalicidade nebulosa. Nossa medida de Z_{neb} está baseada no índice O3N2 (Pettini & Pagel 2004, Stasińska et al. 2006).

$$O3N2 \equiv [O III]\lambda 5007 / [N II]\lambda 6584. \quad (4.1)$$

Com O3N2 assim definido, usamos a calibração de Stasińska et al. (2006) para estimar Z_{neb} :

$$\log Z_{neb}[Z_\odot] \equiv \log \frac{(O/H)}{(O/H)_\odot} = -0.14 - 0.25 \log O3N2, \quad (4.2)$$

onde adotamos $(O/H)_\odot = 4.9 \times 10^{-4}$ (Allende Prieto, Lambert, & Asplund 2001).

A maior parte da literatura sobre metalicidade em regiões H II e galáxias SF não usa esta notação para metalicidade nebulosa. É muito mais comum se referir a $12 + \log O/H$, como de fato vimos nas Figuras 4.4, 4.5 e 4.6. Nesta notação mais usual a calibração de metalicidade com o índice O3N2 fica:

$$12 + \log \frac{O}{H} = 12 + \log Z_{neb} + \log (O/H)_\odot \quad (4.3)$$

Neste Capítulo trataremos Z_{neb} e $12 + \log O/H$ sinônimos, no sentido de que se referem à mesma propriedade física, apenas em escalas diferentes.

Como é bem sabido, existem diferentes calibradores para a metalicidade, e eles diferem bastante entre si. Nossa preferência pela metalicidade calculada pelo índice O3N2 não quer dizer que ele não tenha seus problemas, como todo método deste tipo (*strong line method*). Os problemas são o

reduzido espaço de parâmetros, além da inconsistência entre as amostras utilizadas na confecção do calibrador e as analisadas pelo mesmo. Escolhemos este calibrador pois ele foi produzido para altas e baixas metalicidades, e, mais importante, nesta calibração Z_{neb} é uma função unívoca de O3N2. Deixamos aqui nossa crítica com relação à forma como a metalicidade é tratada em Mannucci et al. (2010), que utiliza a média das metalicidades calculadas por dois calibradores distintos. Uma discussão sobre este assunto pode ser encontrado no Apêndice A.

Precisamos enfatizar aqui, que nossos valores de metalicidade serão em breve revisados. Vale Asari et al. (2016) desenvolveram um método bayesiano que deriva simultaneamente as abundâncias de oxigênio e nitrogênio em regiões H ii. O código, chamado de BOND (*Bayesian Oxygen and Nitrogen abundance Determination*), deriva as abundâncias sem fazer nenhuma suposição a priori das relações entre O/H e N/O. Em sua primeira fase de testes foi utilizado para calcular as abundâncias em regiões H ii e galáxias compactas azuis. Será interessante estudar como as conclusões do presente estudo mudam com as metalicidades derivadas com esse novo método.

4.4 As relações M_{\star} - Z_{neb} e M_{\star} - Z_{neb} -SFR segundo nossos dados

Como visto em nossa revisão da literatura (§4.2), parte importante do trabalho recente relacionado à MZR se dedica a procurar novas dimensões para esta relação. Os influentes trabalhos de Lara-López et al. (2010) e Mannucci et al. (2010) encontram que a SFR é uma variável relevante, que em conjunto com M_{\star} e Z_{neb} formam uma superfície em 3D, da qual a MZR seria apenas uma projeção que proporciona uma visão incompleta do problema.

Nesta seção começamos a explorar estas mesmas questões, mas usando nossos dados. Começamos a exploração de nossos resultados em §4.4.1, onde apresentamos nossa versão da MZR. Passamos então a §4.4.2, onde repetimos os principais pontos dos estudos de Lara-López et al. (2010) e Mannucci et al. (2010), mas utilizando quantidades extraídas de nosso próprio banco de dados, verificando a existência da FMR. Entendemos que esses são passos preliminares importantes para os desenvolvimentos que apresentamos de §4.5 em diante, onde trazemos novos ingredientes para o estudo desta questão.

4.4.1 A relação M_{\star} - Z_{neb}

Ao comparar nossa MZR com a dos demais grupos que a fizeram antes, precisamos ter sempre em mente que haverá diferenças, principalmente entre os

4. A relação massa estelar versus metalicidade e outras dependências

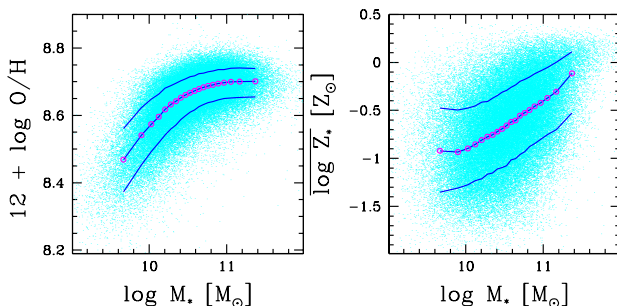


Figura 4.7: Nas duas Figuras temos as relações referidas para a amostra de galáxias SF definida em §4.3. As linhas em azul marcam a mediana e os percentis 16 e 84 %. Em magenta temos os pontos onde as medianas foram calculadas.

valores reais associados às variáveis. Um bom exemplo disso é a metalicidade nebular. Quando definida em termos de $12 + \log O/H$, a metalicidade calculada por nós é 8.69, já a calculada pelo grupo do MPA é 8.81. Isso se dá pois são utilizados diferentes calibradores para a metalicidade, além das diferenças nas medidas de linhas de emissão. O Apêndice A trata deste assunto controverso.

Nossa versão da MZR pode ser vista na Figura 4.7 à esquerda. Os pontos representam as galáxias SF de acordo com a seleção definida em 4.3.1, a linha azul central conecta os pontos magentas que são as medianas, as demais linhas demarcam os percentis 16 e 84 %, calculados para os mesmos intervalos. Observamos o mesmo comportamento para os dados na Figura 4.1 de (Tremonti et al. 2004), com uma relação linear entre M_* e Z_{neb} seguida por um posterior achatamento da curvatura. Nossa interpretação para o achatamento é que galáxias com menor massa perdem mais material quimicamente enriquecido devido ao seu menor potencial gravitacional (Larson & Tinsley 1978, Tremonti et al. 2004).

Como um “brinde”, apresentamos também na Figura 4.7 à direita a relação da M_* com a Z_* . A metalicidade estelar nos remete ao passado, pois na superfície estelar se encontra o gás que ocupava a nuvem mãe na época da formação das estrelas. Aqui vemos não existir o achatamento da

4.4. As relações M_\star - Z_{neb} e M_\star - Z_{neb} -SFR segundo nossos dados

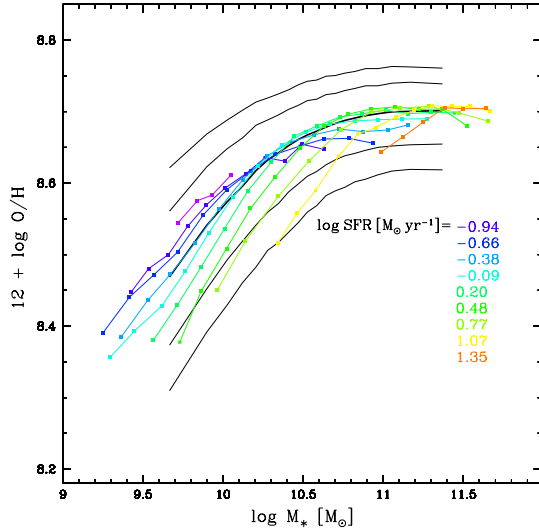


Figura 4.8: Relação $M_\star \times Z$ para bins em SFR. As medianas são coloridas de acordo com os bins, que estão definidos na parte inferior direita da Figura. As linhas pretas representam o contorno das regiões que possuem 64 e 90% das galáxias com a linha central como mediana. A metalicidade foi calculada pela razão $[O III]\lambda 5007/[N II]\lambda 6584$, como definido em Stasińska et al. (2006).

relação, que nos mostra que galáxias com maior massa, que seriam também as mais jovens, possuem maior metalicidade. Esse comportamento é o que se espera, pois estrelas mais jovens se formam a partir de um gás previamente enriquecido por estrelas massivas formadas nos primórdios da vida galáctica. Apesar de interessante, esta relação não será mais discutida nesta tese.

4.4.2 A relação M_\star - Z -SFR: Verificando os resultados de Lara-López e Mannucci

Vamos agora estudar a relação entre M_\star , Z_{neb} e SFR, a chamada FMR, já estudada por Mannucci et al. (2010), Lara-López et al. (2010) e Yates et al. (2012), entre outros.

4. A relação massa estelar versus metalicidade e outras dependências

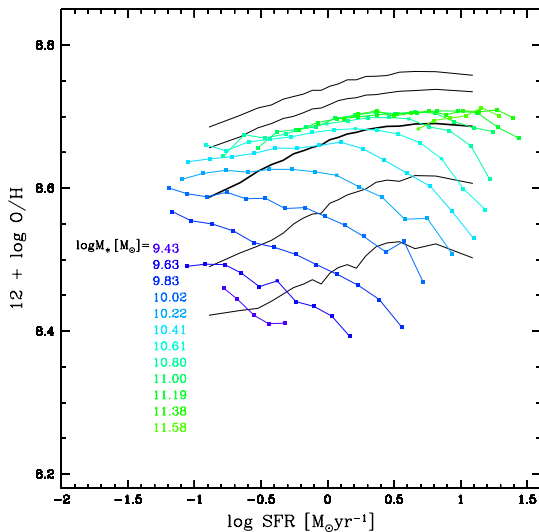


Figura 4.9: Assim como a Figura 4.8, mas para $SFR \times Z_{neb}$ em bins de M_* . As medianas aqui também são coloridas de acordo com os bins que estão definidos na parte inferior esquerda da Figura.

A Figura 4.8 mostra nossa versão para a FMR. A Figura foi propositalmente construída como a de Mannucci et al. (2010) (reproduzida na Figura 4.4). Calculamos medianas para Z_{neb} em caixas de ~ 0.30 dex em SFR e M_* . Vemos pela Figura que, apesar das diferenças nas medidas de linhas de emissão e na síntese espectral, a relação M_* - Z_{neb} -SFR mantém as mesmas tendências encontradas por Mannucci et al. (2010). Até $\log M_* = 10.5$ vê-se que para uma dada M_* a metalicidade cresce à medida que SFR decresce. Para massas maiores a relação se mantém, mas de forma menos clara, e com variações menores de Z_{neb} na parte plana da MZR).

A Figura 4.9 mostra outra projeção do espaço M_* - Z_{neb} -SFR. Nela plotamos a relação entre SFR e Z_{neb} para bins de 0.20 dex em M_* . Vemos que para massas pequenas a metalicidade cresce lentamente com a diminuição da SFR e que há uma achatamento, ou uma quase inversão desta relação para massas maiores. Esta inversão para grandes massas ($\log M_* \gtrsim 11$) explica

4.4. As relações M_{\star} - Z_{neb} e M_{\star} - Z_{neb} -SFR segundo nossos dados

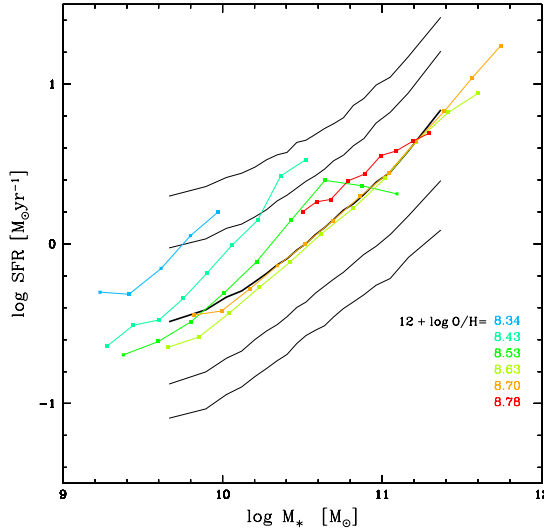


Figura 4.10: Figura semelhante à 4.8, aqui para $SFR \times M_{\star}$ em bins de Z_{neb} . As medianas aqui também são coloridas de acordo com os bins que estão definidos na parte inferior direita da Figura.

o comportamento observado na Figura 4.8, onde o decréscimo de SFR para Z_{neb} crescente detectado para $\log M_{\star} < 10.5$ deixa de ser observado.

A terceira e última projeção da FMR pode ser vista na Figura 4.10. A relação $M_{\star} \times SFR$ mostra a assim chamada *main sequence* para galáxias SF, aqui dividida em bins de ~ 0.10 dex em Z_{neb} . A relação crescente entre M_{\star} e SFR, já encontrada anteriormente (Brinchmann et al. 2004, Salim et al. 2007 e Peng et al. 2010) aparece. A divisão em bins de Z_{neb} mostra a segregação existente: para todas as metalicidades a tendência crescente permanece a mesma. Pelo menos para $\log M_{\star} < 10.5$, a metalicidade parece estar envolvida no espalhamento da *main sequence*, no sentido de que galáxias menos ricas em metais apresentam maior SFR para uma mesma M_{\star} .

Resumindo, mostramos que nossos resultados para a MZR e a FMR estão de acordo com os encontrados em trabalhos anteriores. As diferenças são sutis e certamente devidas às alterações nos procedimentos adotados

4. A relação massa estelar versus metalicidade e outras dependências

(medidas de linhas, massas e metalicidade). Esta concordância dá confiança a nossa análise. Isso é particularmente relevante para as próximas seções, nas quais estaremos pisando em um terreno ainda não explorado por outro grupos.

4.5 A história de formação estelar (SFH)

Depois das etapas confirmatórias acima, passamos a explorar de outros modos a FMR. Começamos utilizando um ingrediente que só nós temos: a SFH computada com o STARLIGHT.

A SFR nos fornece a taxa de formação estelar atual das galáxias. Aquela derivada de $L_{\text{H}\alpha}$, em particular, reflete a SFR nos últimos $\sim 10^7$ anos de vida da galáxia. Com o código de síntese de população estelar do nosso grupo podemos ir além e obter a história de formação estelar das galáxias. A SFH pode ser expressa de diferentes formas. A que escolhemos para este estudo consiste em expressar a SFH pela taxa de formação estelar específica em função do tempo:

$$sSFR(t) = \frac{SFR(t)}{M_\star^c} = \frac{1}{M_\star^c} \frac{dM_\star^c}{dt} \quad (4.4)$$

onde M_\star^c é a massa convertida em estrelas (que difere da massa estelar pela massa retornada ao meio interestelar por ventos e supernovas). Como as idades da base de populações estelares usada pelo STARLIGHT estão distribuídas de forma aproximadamente logarítmica, convém transformar a derivada em relação a t em uma derivada em relação a $\log t$, o que se faz facilmente notando que $d \log t = (\log e) d \ln t = (\log e) dt/t$. Considerando as populações estelares dentro de um bin logarítmico de idade centrado em t e com largura $\Delta \log t$, a taxa de formação estelar específica fica

$$sSFR(t) = \frac{\log e}{t M_\star^c} \frac{\Delta M_\star^c(t)}{\Delta \log t} = \frac{\log e}{t} \frac{\mu^c(t)}{\Delta \log t} \quad (4.5)$$

onde $\mu^c(t) = \Delta M_\star^c(t)/M_\star^c$ é a fração da massa total que corresponde à estrelas de idade t , um dos produtos da decomposição espectral com o STARLIGHT. Na prática trabalhamos não com o $\mu^c(t)$ original, mas com uma versão suavizada do vetor de fração de massa. Como discutido em Asari et al. (2007), que introduziu esta formulação, esta suavização se faz necessária para contornar as degenerescências inerentes à técnica da decomposição espectral por SSPs.

4.5.1 SFHs no plano massa-metalicidade

Vamos agora utilizar o fato de termos um ingrediente só nosso, a SFH, e explorá-lo dentro do contexto da MZR e FMR. Na Figura 4.11 mostramos a SFH no plano M_\star - Z_{neb} , a MZR. Dividimos a amostra em caixas de 0.20 dex em M_\star e 0.06 dex em Z_{neb} , e para cada uma dessas sub amostras plotamos a função $sSFR(t)$. Dentro de cada caixa a linha mais espessa mostra a curva mediana, enquanto as mais finas correspondem aos percentis 16 e 84% para $sSFR(t)$. O número em vermelho dentro de cada quadro é a mediana das SFRs para as galáxias dentro do bin. As curvas em magenta mostram a MZR mediana e seus percentis, como apresentadas anteriormente na Figura 4.7, e servem apenas para guiar o olho.

As SFHs nesta Figura variam desde curvas que crescem para todos tempos, como as nas caixas à esquerda e abaixo (baixas M_\star e Z_{neb}), até casos onde a $sSFR(t)$ permanece praticamente constante ao longo de toda a vida das galáxias, como ocorre na parte superior do gráfico (altas M_\star e Z_{neb}). Em nenhum caso as curvas caem para t 's pequenos, mas isso é indiretamente devido à nossa seleção por objetos SF. (Galáxias elípticas, por exemplo, apresentam curvas onde a SFR é hoje muito menor do que foi no passado.)

Para facilitar a apreciação dos resultados mostrados na Figura 4.11 focamos nossa atenção em galáxias no bin de $\log M_\star = 10.0 \pm 0.1$. Subindo ao longo das caixas para esta massa vemos que as galáxias com menor Z_{neb} têm curvas $sSFR(t)$ crescentes, o que indica que ainda estão em processo de crescimento em massa. Já aquelas com Z_{neb} alta têm $sSFR(t)$ aproximadamente plana há pelo menos 1 Gyr. Estas, ao contrário, já são galáxias mais evoluídas, o que concorda com o fato de terem um meio interestelar mais enriquecido em metais. Este mesmo comportamento pode ser visto para outros bins de M_\star até $\sim 10^{11} M_\odot$, onde as curvas deixam de diferir tão claramente. Esta Figura portanto confirma que a noção qualitativa de que a Z_{neb} dá uma medida do grau de “amadurecimento” de uma galáxia.

Andando no sentido horizontal (Z_{neb} fixa), a Figura mostra que galáxias mais massivas têm sua formação estelar progressivamente deslocadas para t 's maiores, refletindo o conhecido fenômeno do *downsizing* (Cowie et al. 1996, Cid Fernandes et al. 2007). Espera-se, portanto, que a metalicidade atual em galáxias massivas tenha sido estabelecida há muito tempo, ao passo que para sistemas de baixa M_\star a Z_{neb} reflete um passado mais recente, e pode ainda estar em crescimento.

4. A relação massa estelar versus metalicidade e outras dependências

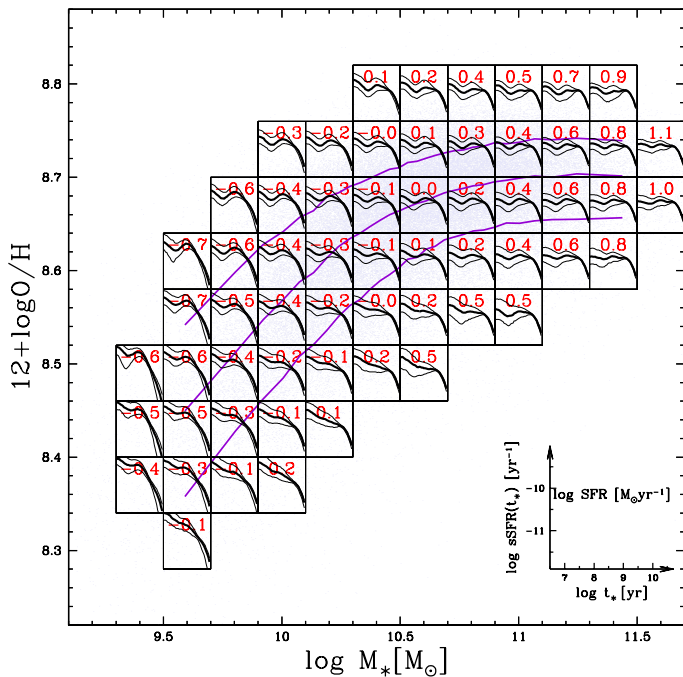


Figura 4.11: SFHs no plano massa-metalicidade. A amostra nesta Figura foi dividida em caixas de 0.2 dex em M_* e 0.06 dex em Z_{neb} , e para cada uma dessas subamostras apresentamos as curvas $sSFR(t)$ medianas (linhas espessas) e os percentis 16 e 84% (linhas finas). Em cada caixa apresentamos em vermelho o valor mediano do terceiro parâmetro da FMR, neste caso a SFR atual (aquela medida com $H\alpha$). O gráfico no canto inferior direito mostra as escalas em x e y para as curvas de $sSFR(t)$ em cada caixa.

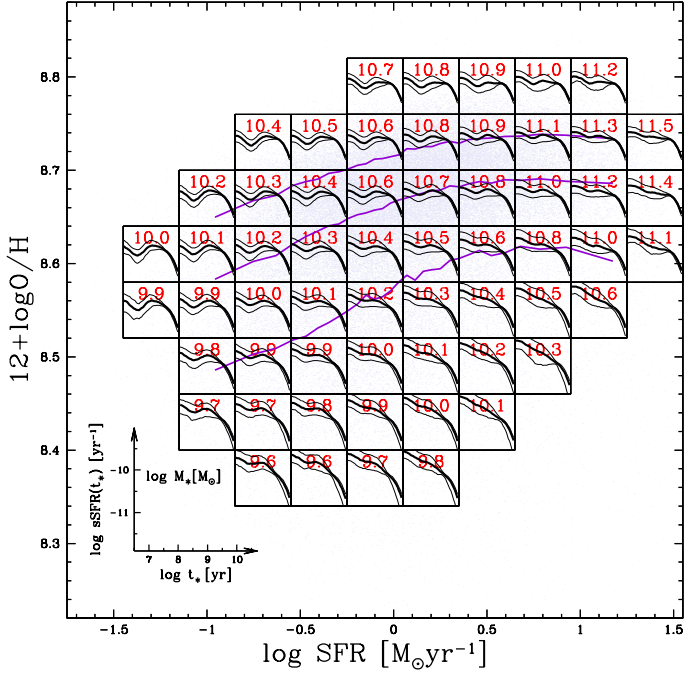


Figura 4.12: SFHs no plano SFR- Z_{neb} . A amostra nesta Figura foi dividida em caixas de 0.3 dex em SFR e 0.06 dex em Z_{neb} . Para cada uma das subamostras plotamos as curvas $sSFR(t)$, como na Figura 4.11. O valor em vermelho representa as medianas para M_{\star} .

4.5.2 SFHs no plano SFR-metalicidade

Vamos agora analisar os valores das medianas de SFR para cada caixa. Devemos analisar estes valores apenas no sentido vertical, ou seja, para faixas em M_{\star} . A tendência geral parece ter uma inversão, com a SFR decrescente para maiores Z_{neb} quando $\log M_{\star} \lesssim 11M_{\odot}$ e crescente para $\log M_{\star} \gtrsim 11M_{\odot}$. Essa inversão fica mais evidente aqui do que na nossa análise anterior (Figura 4.8).

Vejamos agora as SFHs em um plano onde $x = SFR$ e $y = Z_{neb}$ (Figura

4. A relação massa estelar versus metalicidade e outras dependências

4.12). Aqui a amostra foi dividida em caixas de 0.3 dex em SFR e 0.06 dex em Z_{neb} .

Além de tendências já identificadas na Figura anterior, a Figura 4.12 permite visualizar a diferença entre história e taxa de formação estelar, isto é, entre SFH e SFR. Analisando a Figura na vertical, é interessante notar como galáxias que hoje têm a mesma SFR têm SFHs sistematicamente diferentes à medida que Z_{neb} (e também M_* , cujas medianas estão listadas em vermelho em cada quadro) cresce. Esta diferença ressalta que, por si só, o valor da SFR não revela a história pregressa de uma galáxia, mas apenas seu passado muito recente (os últimos $\sim 10^7$ anos, no caso das SFRs medidas com $H\alpha$ usadas aqui). Como na Figura 4.11, vê-se que as galáxias com mais formação estelar no passado tendem a ter Z_{neb} maior.

4.5.3 SFHs no plano massa-SFR

A terceira projeção mostra as curvas de $sSFR(t)$ no plano M_* -SFR (Figura 4.13), com os dados divididos em caixas de 0.2 dex em M_* e 0.3 dex em SFR.

As diagonais tracejadas marcam linhas onde a $sSFR$ é constante. Pode-se notar que as $sSFR$ dos quadros em $t=0$ seguem a tendência definida pela sequência para as diagonais.

Vale também notar que a Figura 4.13 reforça o fato mencionado em relação à Figura 4.13 de que galáxias que hoje têm uma mesma SFR podem ter históricos bem diferentes. Isto se nota claramente nesta Figura comparando quadros ao longo da direção horizontal (i.e., para SFR fixa).

4.5.4 SFHs e a relação M_* - Z_{neb} -SFR: Resumo

De modo geral, as SFHs projetadas ao longo dos três eixos da FMR nas Figuras 4.11, 4.12 e 4.13 corroboram a existência de uma relação entre M_* , Z_{neb} , e SFR, nos moldes propostos originalmente por Lara-López et al. (2010) e Mannucci et al. (2010). A adição da dimensão temporal ao estudo desta relação permitiu uma compreensão maior do problema. Por exemplo, podemos comprovar que galáxias mais evoluídas em termos de SFH são também mais evoluídas quimicamente.

As SFHs também permitiram uma visualização explícita do efeito do *downsizing*. As curvas $sSFR(t)$ variam sistematicamente com M_* , com galáxias de alta massa apresentando curvas aproximadamente planas há muito tempo enquanto as de baixa massa apresentam curvas crescentes, indicando que esses sistemas ainda estão crescendo.

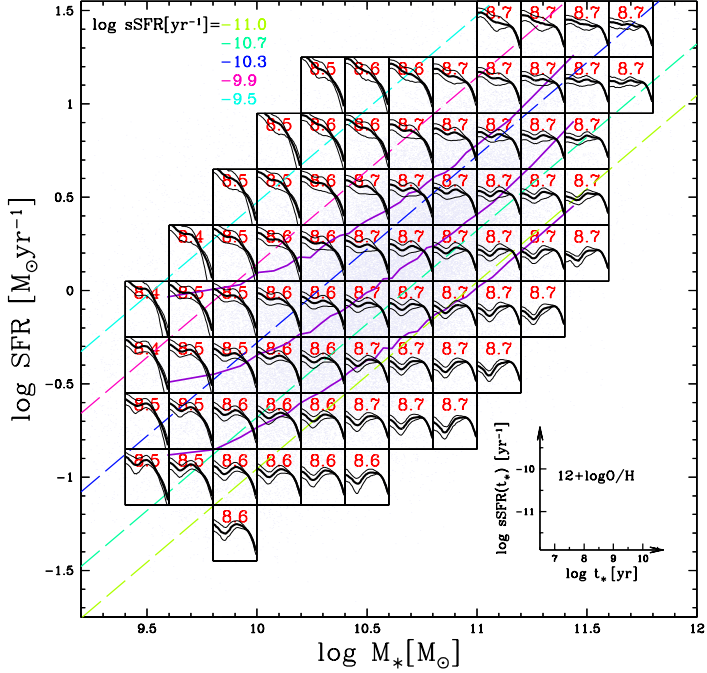


Figura 4.13: SFHs no plano M_* -SFR. A amostra nesta Figura foi dividida em caixas de 0.2 dex em M_* e 0.3 dex em SFR. Para cada uma das subamostras plotamos a SFH como nas Figuras 4.11 e 4.12. O valor em vermelho representa as mediana para Z_{neb} em cada quadro. As linhas diagonais coloridas marcam o localização da SFR calculada a partir de uma $sSFR$ constante ($SFR = sSFR \times M_*$), impressa no canto superior esquerdo da Figura.

4. A relação massa estelar versus metalicidade e outras dependências

No entanto, uma apreciação mais cuidadosa de nossos resultados levanta uma questão importante no contexto da relação M_{\star} - Z_{neb} -SFR. Ao estudar as Figuras 4.12 e 4.13 notamos que galáxias com mesma SFR podem ter SFHs bem diferentes. Dito de outra forma, a SFR atual não revela a história da galáxia. Considerando que a metalicidade atual do gás é necessariamente o resultado da evolução anterior do sistema, somos levados a concluir que a SFR *não* é uma variável ideal, no sentido de que não reflete apropriadamente a SFH.

Esta constatação nos leva à seguinte pergunta: *Que outra propriedade física seria mais interessante investigar no contexto da MZR?*

4.6 Fração de gás ou SFR

A SFR foi utilizada como um terceiro parâmetro para tentar compreender a origem do espalhamento da MZR, o que parece ter funcionado, pois a introdução deste terceiro parâmetro reduziu o espalhamento nesta relação. Por outro lado, recém vimos que a SFR não necessariamente reflete a SFH, a qual pode ser vista como o principal motor da evolução química.

A taxa com que as estrelas se formam em uma galáxia depende de um outro parâmetro ainda mais fundamental, a quantidade de combustível disponível para formar novas estrelas, ou seja, a quantidade de gás. Pensando nisso Schmidt (1959) propôs uma importante relação entre as densidades superficiais de SFR e gás, hoje conhecida com lei de Schmidt-Kennicutt (SK):

$$\Sigma_{\text{SFR}} = A \left(\frac{\Sigma_{\text{gas}}}{\text{M}_{\odot}\text{pc}^2} \right)^n \text{M}_{\odot}\text{yr}^{-1}\text{kpc}^{-2}. \quad (4.6)$$

Kennicutt (1998) calibrou esta relação para um grupo de aproximadamente 100 galáxias com medidas de massas de gás atômico e molecular, chegando a um valor de $n = 1.4 \pm 0.15$ e $A = (2.5 \pm 0.7) \times 10^{-4}$.¹ Diversos autores já testaram a validade desta lei (Kennicutt et al. 2007, Calzetti et al. 2012, Leroy et al. 2012), obtendo que o valor de n pode variar de 1 até 2, dependendo de parâmetros morfológicos e da composição do gás (atômico ou molecular).

Isto nos leva a considerar que Σ_{gas} ou a massa de gás (M_{gas}) poderia ser talvez uma variável mais interessante que a SFR como 3º parâmetro na MZR, como de fato já discutido no artigo de Bothwell et al. (2013) revisado

¹Tremonti et al. (2004) utilizaram esta lei para calcular o rendimento efetivo (definido na seção 1.3) e produzir os resultados reproduzidos na Figura 4.2.

na §4.2.3. No restante deste Capítulo seguiremos uma linha filosoficamente parecida com essa, mas com importantes diferenças. Investigaremos se a fração de gás, definida por:

$$f_{gas} = \frac{M_{gas}}{M_{gas} + M_{\star}} = \frac{\Sigma_{gas}}{\Sigma_{gas} + \Sigma_{\star}}, \quad (4.7)$$

pode substituir a SFR como 3º parâmetro na FMR.

Dentre as motivações para escolher f_{gas} frente a outras possibilidades ressaltamos que: (1) f_{gas} é a variável chave em modelos simples de evolução química, como se vê na própria equação 1.1 (modelo de caixa fechada). (2) Ao contrário da SFR, que é uma grandeza extensiva e que portanto depende da escala, a fração de gás é uma grandeza intensiva, e que mede (pelo menos no contexto de modelos fechados) o grau de evolução de um sistema: Sistemas evoluídos devem ter $f_{gas} \rightarrow 0$, ao passo que sistemas imaturos devem ter $f_{gas} \rightarrow 1$. Neste sentido, f_{gas} corrige a deficiência notada acima de que a SFR atual não reflete o grau de evolução de uma galáxia.

Para calcular f_{gas} temos que antes encontrar uma maneira de estimar Σ_{gas} . Como não dispomos de medidas diretas da quantidade de gás para as galáxias em nossa amostra, temos que explorar métodos indiretos. A linha de trabalho escolhida explora o fato de que regiões de formação estelar estão geralmente envoltas pela nuvem molecular mãe, e que tais nuvens também contém poeira. Medidas da poeira podem, portanto, ajudar a estimar a densidade superficial de gás. Vejamos como botar esta ideia em prática.

4.6.1 Usando poeira para estimar gás: $\tau \rightarrow \Sigma_{dust} \rightarrow \Sigma_{gas}$

Os dados do SDSS não nos permitem estimar diretamente a quantidade de gás do meio interestelar, mas sabemos que poeira e gás coexistem em regiões de formação estelar, portanto utilizar a poeira como traçador para o gás não é uma ideia tão incomum.

Nossa medida da quantidade de poeira está baseada na profundidade óptica da poeira na banda V (τ_V), obtida comparando a razão $H\alpha/H\beta$ (o decremento de Balmer) observada com a razão esperada $(H\alpha/H\beta)_{int} = 2.86$. Uma fonte com intensidade $I_0(\lambda)$ vista sob uma cortina de poeira terá sua intensidade atenuada por um fator $e^{-\tau_\lambda}$, onde τ_λ é a profundidade óptica em λ . Definindo $q_\lambda \equiv \tau_\lambda/\tau_V$ (a lei de avermelhamento), escrevendo a equação $I(\lambda) = I_0(\lambda)e^{-\tau_\lambda}$ para $\lambda = 4861$ e 6563\AA ($H\beta$ e $H\alpha$, respectivamente), tirando

4. A relação massa estelar versus metalicidade e outras dependências

a razão entre elas e isolando τ_V obtém-se

$$\tau_V = \frac{1}{q_{H\beta} - q_{H\alpha}} \ln \left[\frac{(H\alpha/H\beta)}{2.86} \right] = 2.886 \ln \left[\frac{(H\alpha/H\beta)}{2.86} \right], \quad (4.8)$$

onde o termo 2.866 vale para a lei de avermelhamento de Cardelli et al. (1989a), segundo a qual $q_{\lambda 4861} = 1.16$ e $q_{\lambda 6563} = 0.82$.

Como toda profundidade óptica, τ_V é definida pelo produto de um coeficiente de absorção pela extensão da região com poeira ao longo da linha de visada², o que nos permite escrever

$$\tau_V = \int n_d \sigma_d(\lambda_V) dz = \frac{\sigma_d(\lambda_V)}{m_d} \int \rho_d dz = \frac{\sigma_d(\lambda_V)}{m_d} \Sigma_{dust}, \quad (4.9)$$

onde m_d é a massa de um grão de poeira, ρ_d a densidade volumétrica desses grãos no meio, e $\sigma_d(\lambda_V)$ sua seção de choque para espalhamento e absorção na banda V. Esta relação mostra que τ_V essencialmente mede a densidade de coluna de poeira, $\Sigma_{dust} = \int \rho_d dz$. Definindo a razão gas/poeira (a *dust-to-gas ratio*, ou δ_{DGR})

$$\delta_{DGR} \equiv \frac{\Sigma_{dust}}{\Sigma_{gas}}, \quad (4.10)$$

chegamos à seguinte relação entre τ_V e Σ_{gas} :

$$\tau_V = \frac{\sigma_d(\lambda_V)}{m_d} \delta_{DGR} \Sigma_{gas}. \quad (4.11)$$

Brinchmann et al. (2013) (daqui em diante BR13) invertem e calibram esta relação em termos de grão de poeira típicos (raio de $0.1\mu\text{m}$ e densidade 3 g cm^{-3}), obtendo a seguinte expressão para densidade superficial de gás:

$$\Sigma_{gas} [\text{M}_{\odot}\text{pc}^{-2}] \approx 0.2 \frac{\tau_V}{\delta_{DGR}}. \quad (4.12)$$

Para termos Σ_{gas} ainda nos falta uma quantidade importante: a δ_{DGR} . Neste trabalho consideraremos dois cenários: (1) $\log \delta_{DGR} = \text{constante} =$

²Da equação de transferência radiativa, $d\tau_{\lambda} = k_{\lambda} dz$, com $k_{\lambda} = n_d \sigma_d(\lambda)$, que nada mais é do que o inverso do livre caminho médio para fótons λ em um meio com n_d partículas de poeira por unidade de volume, cada uma com seção de choque $\sigma_d(\lambda)$.

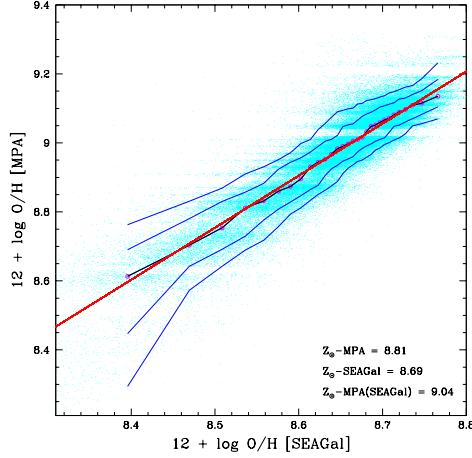


Figura 4.14: No eixo das abcissas temos a metalicidade derivada pelo nosso grupo baseada nas linhas de [O III] e [N II], como descrito em Stasińska et al. (2006). O eixo das ordenadas traz a metalicidade utilizada em B13. A linha vermelha marca o ajuste que utilizamos na parametrização, feito utilizando os pontos da mediana (em magenta). As linhas em azul marcam os percentis 5, 16, 84, 95%.

-2.13 , e (2) δ_{DGR} variando com a metalicidade segundo a equação 28 de B13:

$$\delta_{DGR} = 8.15 \times 10^{-3} \frac{O/H}{(O/H)_{\odot}}, \quad (4.13)$$

onde o coeficiente de 8.15×10^{-3} é a média do intervalo $5.3 \times 10^{-3} \rightarrow 1.1 \times 10^{-2}$ de valores aceitáveis citados por B13.

Esta parametrização foi feita por B13 utilizando as metalicidades calculadas pelo grupo do MPA/JHU, que, como já ressaltamos anteriormente, possui diferenças com respeito aos nossos valores. Solucionamos isso relacionando nossos valores de metalicidade com os valores utilizados em B13. Como se vê na Figura 4.14, um simples ajuste linear nos permite converter os valores de O/H de B13 para nossa escala de metalicidades nebulares.

4. A relação massa estelar versus metalicidade e outras dependências

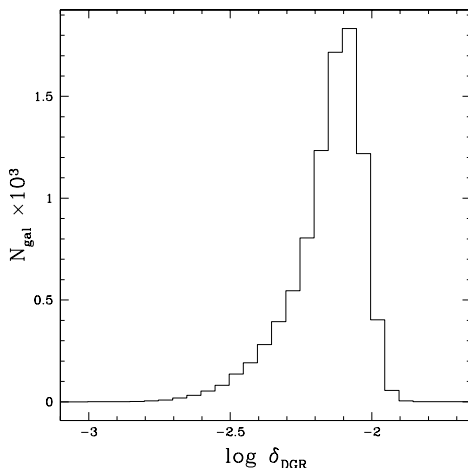


Figura 4.15: Histograma para nossa amostra de galáxias SF da δ_{DGR} , calculada segundo BR13. (Vale notar que, em vista da equação 4.13, este histograma é essencialmente um histograma de O/H .)

A distribuição dos valores de δ_{DGR} obtidos da equação 4.13 para nossas galáxias é apresentada no histograma da Figura 4.15. A mediana dessa distribuição é $\delta_{DGR} = -2.13$, valor que utilizaremos quando estudarmos o cenário de $\delta_{DGR} = \text{constante}$.

Em suma, temos aqui um procedimento para estimar Σ_{gas} a partir de τ_V . Podemos então estudar Σ_{gas} mesmo ou usá-la para derivar a fração de gás. Nas duas subseções seguintes traçamos esses dois caminhos.

4.6.2 A lei de Schmidt-Kennicutt (SK)

Tendo δ_{DGR} , calculamos a Σ_{gas} pela aplicação direta da equação 4.12 junto com nossos valores de τ_V . Na Figura 4.16 mostramos a relação entre Σ_{SFR} e Σ_{gas} obtida desta análise. As densidades superficiais Σ_{SFR} foram calculadas dividindo a SFR pela área física coberta pela fibra espectroscópica da SDSS ($A_{fib} = \pi r_{fib}^2$). Vale notar que estamos obtendo a lei de SK, e não adotando-a a priori, como fazem, por exemplo, Tremonti et al. (2004).

A linha contínua vermelha na a Figura 4.16 mostra a inversão da equa-

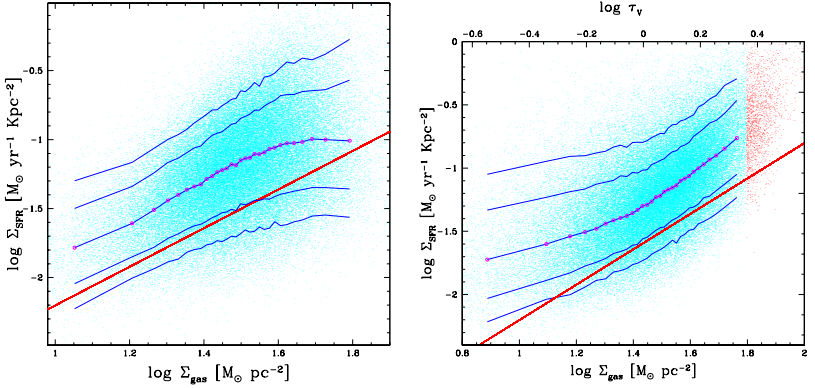


Figura 4.16: Apresentamos aqui nossa versão para a lei de SK ($\Sigma_{\text{gas}} \times \Sigma_{\text{SFR}}$). Nos dois plots os pontos em magenta definem os valores medianos conectados pela linha azul, as demais linhas traçam os percentis 5, 16, 84 e 95%. Os pontos em vermelhos no quadro à direita são calculados para galáxias com $A_V \geq 2.5$, valores que estão fora de nossa amostra, apresentados aqui apenas por se relacionarem diretamente a esta Figura. A linha vermelha é a lei de SK como definida na equação 4.14.

ção 1.2 de Kennicutt (1998):

$$\log \Sigma_{\text{gas}} = 2.57 + \frac{\log \Sigma_{\text{SFR}}}{1.4} \quad (4.14)$$

Como podemos observar, apesar do deslocamento desta linha em relação à mediana, o índice $n = 1.4$ definido na relação linear se mantém. Esse desvio era de certa maneira esperado, pois, como ressaltamos anteriormente, esta relação foi calibrada para um grupo de galáxias distinto. Na verdade, esta compatibilidade chega a ser surpreendente tendo em vista que métodos totalmente diferentes foram empregados.

A versão posta na Figura 4.16 à esquerda difere da apresentada pela Figura 4.16 à direita pelo fato da primeira expressar a Σ_{gas} calculada pela δ_{DGR} calibrada pela metalicidade (equação 4.13), enquanto a segunda denota uma Σ_{gas} calculada por uma $\delta_{\text{DGR}} = \text{constante} = -2.13$. Nesta última podemos observar um agrupamento de pontos vermelhos à direita. Esses valores correspondem à seleção de galáxias sem a delimitação imposta por nós (em

4. A relação massa estelar versus metalicidade e outras dependências

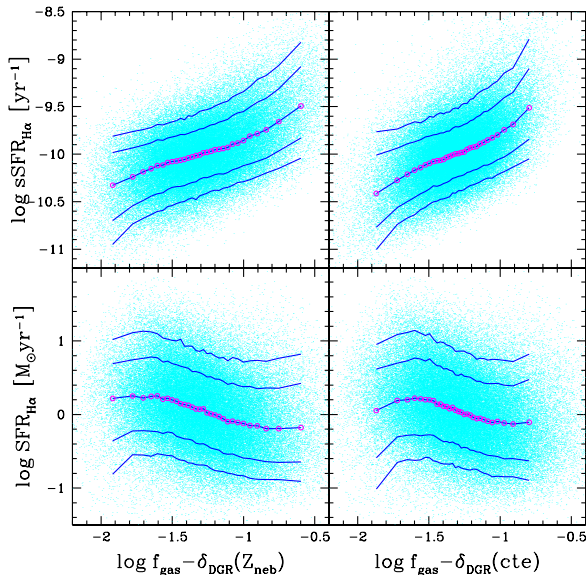


Figura 4.17: Nesta Figura trazemos nas abscissas a fração de gás derivada por uma δ_{DGR} calibrada pela Z_{neb} (canto inferior esquerdo) e por uma δ_{DGR} constante (canto inferior direito). Nas ordenadas temos duas variáveis a SFR (base) e a sSFR (topo). As linhas marcam os percentis 5, 16, 50, 84, 95 % e os pontos em magenta os valores da mediana em cada intervalo.

§4.3.1) de $A_V < 2.5$ (equivalente a $\tau_V < 2.31$), que é apenas um limite superior muito grande, utilizado para nos manter a salvo de objetos extremamente obscurecidos por poeira e/ou possíveis erros de medidas.

4.6.3 Calculando a fração de gás

Vamos agora combinar as equações 4.7 e 4.12 para estimar a fração de gás, nossa principal contribuição neste Capítulo. Nosso objetivo principal em calcular f_{gas} é testar seu comportamento como substituto para SFR na análise envolvendo um terceiro parâmetro na MZR. Por isso, vamos primeiro fazer a comparação direta entre f_{gas} e as três variáveis envolvidas: SFR, M_\star e Z_{neb} .

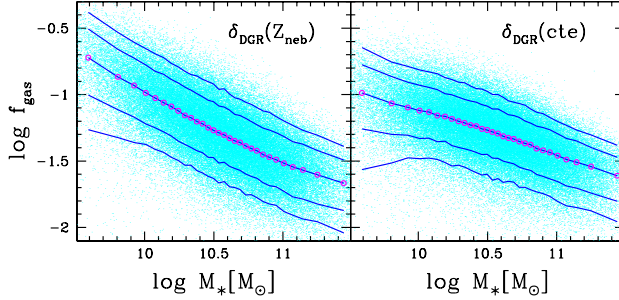


Figura 4.18: $M_{\star} \times f_{gas}$ para as galáxias SF na amostra. As linhas e os pontos seguem a mesma descrição das Figuras anteriores, com f_{gas} no quadro à esquerda calculada para uma δ_{DGR} calibrada pela Z_{neb} e à direita para uma δ_{DGR} constante.

Primeiro vamos testar a variável a ser substituída: a SFR. A Figura 4.17 traz a $f_{gas} \times SFR$ em seus painéis inferiores. A comparação é feita para f_{gas} calculada com uma δ_{DGR} calibrada pela metalicidade (painel esquerdo inferior) e para uma δ_{DGR} constante (painel direito). Parece estranho o fato desta correlação mostrar que para f_{gas} maior temos menor SFR. Isso parece contradizer o senso comum, mas não é bem assim. Há que se lembrar que f_{gas} funciona como uma grandeza intensiva, diferente da SFR que é uma grandeza extensiva e portanto depende da escala (isto é, da massa da galáxia). Assim, somando duas galáxias de igual f_{gas} e SFR obtemos uma galáxia maior de mesma f_{gas} , mas SFR duas vezes maior.

Para resolver esta diferença qualitativa os dois painéis superiores trazem a comparação da f_{gas} com a $sSFR = SFR/M_{\star}$, esta sim uma grandeza intensiva, independente da escala. Como podemos perceber a relação têm a forma que esperávamos: maior $sSFR$ para maior f_{gas} .

Passamos agora à comparação com a M_{\star} . Na Figura 4.18, comparamos a M_{\star} à f_{gas} calculada por uma δ_{DGR} (constante - à direita) e uma $\delta_{DGR}(Z_{neb})$ - à esquerda), que é a que seguiremos utilizando. Como podemos perceber há uma correlação expressiva dizendo que uma maior M_{\star} deve corresponder a uma menor f_{gas} , como esperado e conhecido há muito tempo (Roberts & Haynes 1994).

Vamos agora à terceira e última comparação. Na Figura 4.19 plo-

4. A relação massa estelar versus metalicidade e outras dependências

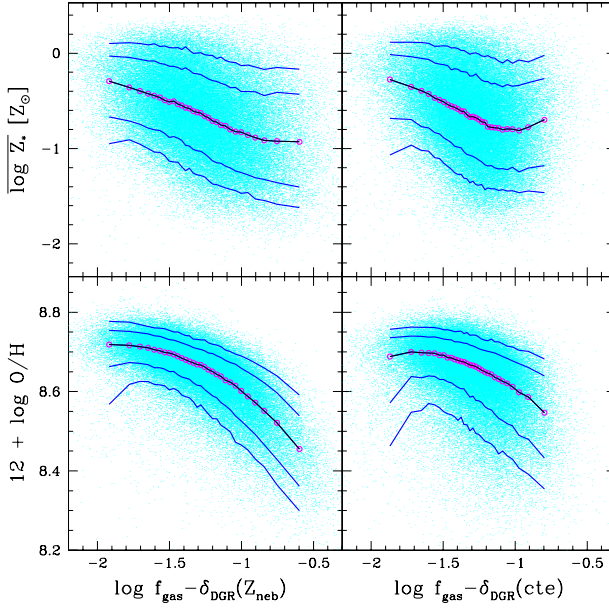


Figura 4.19: $f_{\text{gas}} \times 12 + \log O/H$ (base) e $f_{\text{gas}} \times Z_\star$ (topo) para as galáxias SF na amostra. As linhas e os pontos seguem a mesma descrição das Figuras anteriores. Aqui também temos a Figuras nas duas versões de f_{gas} , calculada por uma δ_{DGR} calibrada pela Z_{neb} à esquerda e δ_{DGR} constante à direita.

tamos a metalicidade contra os valores de f_{gas} obtidos tanto no cenário de $\delta_{\text{DGR}} = \delta_{\text{DGR}}(Z_{\text{neb}})$ como no cenário de $\delta_{\text{DGR}} = \text{constante}$ (painéis da esquerda e direita, respectivamente). Em ambos os casos a anti-correlação entre Z_{neb} e f_{gas} é evidente. O fato dela ser mais forte no painel da esquerda pode ser entendido como devido ao fato de que Z_{neb} está embutido no cálculo da f_{gas} pela calibração da δ_{DGR} segundo a equação 4.13, o que por si só já induz uma correlação matemática entre essas duas variáveis.

A título de verificação, nos painéis superiores da Figura 4.19 comparamos a metalicidade *estelar* (obtida do STARLIGHT) com nossas frações de gás. Neste caso os eixos x e y são derivados de forma *completamente indepen-*

dente, não valendo portanto a ressalva de que nossa formulação matemática está induzindo uma correlação entre as variáveis. Vemos que tanto Z_{\star} como Z_{neb} nos remetem a um mesmo cenário. Outra vez vemos que a metalicidade, mas agora a estelar, é menor quanto mais gasosa é a galáxia, em acordo com nossas expectativas. A relação de Z_{\star} com f_{gas} é levemente melhor comportada quando usamos a correção por metalicidade na δ_{DGR} .

Todos estes testes trouxeram confiança para que possamos prosseguir e revisitar a FMR, trazendo a f_{gas} como substituta para a SFR.

4.6.4 A relação mais fundamental? (f_{gas} -Fundamental Metallicity Relation)

Vamos por fim estudar como a f_{gas} se comporta como terceira variável na MZR. Outros trabalhos, como o já citado estudo de Bothwell et al. (2013), fizeram uma análise parecida, utilizando a massa de gás. A grande diferença é que eles utilizaram dados para massa de gás de uma base de dados externa ao SDSS, que além de ter características físicas diferentes têm também um poder estatístico reduzido frente ao SDSS.

Testaremos as três projeções do plano formado por M_{\star} , Z_{neb} e f_{gas} , exatamente como fizemos para M_{\star} , Z_{neb} e a SFR nas Figuras 4.8, 4.9, e 4.10.

Iniciamos com a Figura 4.20, onde a MZR é subdividida em bins de f_{gas} . Vemos que a fração de gás de fato cumpre seu papel como responsável pelo espalhamento na MZR. A Figura nos mostra que galáxias com maior fração de gás têm maior metalicidade e menor massa em estrelas. A segregação pela M_{\star} fica mais evidente aqui que na FMR com SFR como 3º parâmetro (ver Figura 4.8), assim como a tendência da curvatura em mudar de direção para M_{\star} maior.

A Figura 4.21 mostra a segunda projeção, com $f_{gas} \times 12 + \log O/H$ e a massa como propriedade projetada. A divisão em bins de 0.30 dex em M_{\star} mostra uma tendência que já podia ser observada na Figura anterior: maior $M_{\star} \rightarrow$ maior $O/H \rightarrow$ menor f_{gas} .

A última projeção pode ser vista como análoga à *main sequence*, com a f_{gas} fazendo o papel da SFR. Ao contrário do que mostra a Figura 4.10, aqui temos uma anti-correlação, indicando que galáxias mais massivas têm uma f_{gas} menor, ou seja, são mais evoluídas que galáxias menos massivas.

Podemos dizer que nossos objetivos foram alcançados, e que a f_{gas} se mostrou um substituto eficiente à SFR.

4. A relação massa estelar versus metalicidade e outras dependências

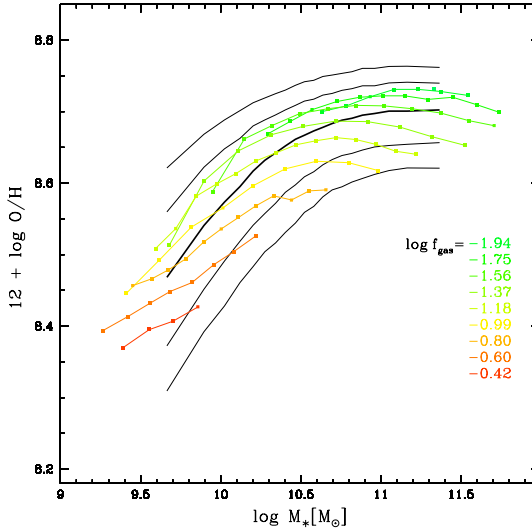


Figura 4.20: MZR para bins em f_{gas} . As linhas pretas marcam os percentis 5, 16, 50, 84 e 95 % para todos os pontos na amostra. As linhas coloridas são medianas calculadas para bins na terceira variável f_{gas} , que estão definidos no canto inferior direito.

4.7 Discussão e conclusões

Percorremos um longo caminho neste Capítulo. As principais novidades introduzidas foram a SFH e a fração de gás, que derivamos, e não assumimos como fazem outros trabalhos (como Tremonti et al. 2004). A confirmação dos resultados diante das diferenças na abordagem entre o nosso e outros trabalhos mostram que podemos ter confiança em utilizar estas novas variáveis em outras análises, como vem sendo feito já pelo colega de grupo Eduardo Alberto Duarte Lacerda em seu trabalho de doutorado com galáxias de outra base de dados (o CALIFA).

Quando trouxemos a SFH para dentro discussão sobre a MZR e a FMR tornamos evidente um fenômeno já citado como justificativa para a correlação observada entre a SFR e a MZR. O *downsizing* pode ser visto explicitamente,

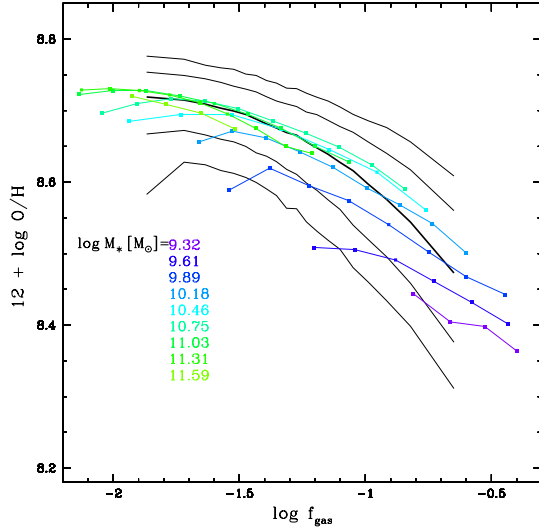


Figura 4.21: $f_{gas} \times 12 + \log O/H$ em bins de M_* . A descrição para as linhas é a mesma da Figura 4.20.

principalmente no plano $M_* \times Z_{neb}$, onde observamos que galáxias com M_* maior tiveram uma evolução química mais abrupta no passado, alcançando uma estabilidade nos dias atuais. As com M_* menor têm um comportamento oposto, configurando o que chamamos de *downsizing*. Em Vale Asari et al. (2009) já havíamos observado o *downsizing* explicitamente pela SFH, mas o fizemos dentro da MZR estelar ($M_* \times Z_*$).

Mesmo com todas as nossas limitações, a introdução da f_{gas} como substituto à SFR dentro da FMR mostrou-se satisfatória. Vale ressaltar que outros trabalhos já haviam explorado a relação do gás dentro da FMR, mas nunca com uma base estatística tão grande como a SDSS, e nunca com essa metodologia para estimar f_{gas} a partir de τ_V .

A f_{gas} parece estar mais relacionada ao espalhamento da MZR que a SFR, principalmente quando vamos na direção de M_* maiores. Para valores de maiores de M_* não há segregação na SFR, como podemos ver na Figura 4.8, já a f_{gas} mantém a segregação nos valores para maior M_* (Figura

4. A relação massa estelar versus metalicidade e outras dependências

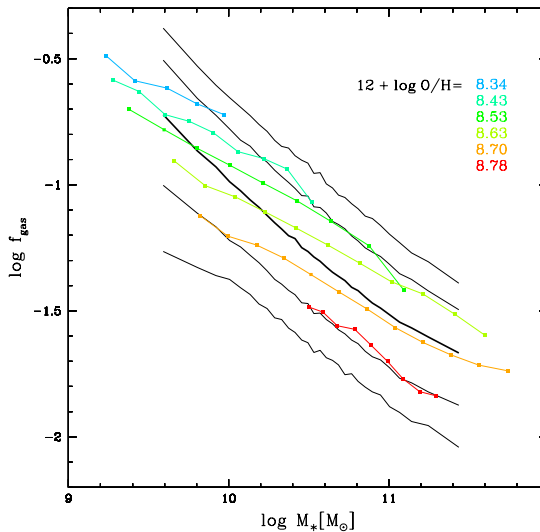


Figura 4.22: Seguindo a mesma descrição da Figura 4.20, aqui para projeção $M_* \times f_g \times 12 + \log O/H$.

4.20). Portanto podemos dizer que a f_{gas} está mais diretamente relacionada ao espalhamento da MZR que a SFR. Em outras palavras, concluímos que a relação $M_*\text{-}Z_{\text{neb}}\text{-}f_{\text{gas}}$ é mais fundamental que a relação $M_*\text{-}Z_{\text{neb}}\text{-}SFR$, que tem recebido tanta atenção na literatura recente.

Extinção diferencial em galáxias com formação estelar

Há tempos sabemos que a profundidade ótica (τ_{neb}) estimada a partir da razão entre as linhas nebulares do hidrogênio ($H\alpha/H\beta$) é em geral maior que a profundidade ótica (τ_*) derivada pelo ajuste ao contínuo estelar. Isto remonta um cenário onde a luz das estrelas jovens e suas regiões H II é atenuada pela poeira da nuvem de gás molecular de onde elas nasceram, enquanto a população estelar mais evoluída é afetada apenas pela poeira do meio interestelar difuso. Apresentamos aqui um estudo semi-empírico desta extinção diferencial, baseado nos dados do STARLIGHT-SDSS. Além de estabelecer a ocorrência deste fenômeno, o poder estatístico desta base de dados nos permite desvendar as principais fontes de espalhamento na relação entre a extinção nebular e estelar. Desenvolvemos um modelo simples de duas componentes, onde estrelas jovens e velhas sofrem diferentes atenuações, e validamos este modelo comparando-o com nossos resultados observacionais.

5.1 Introdução

Estrelas se formam a partir de densas e empoeiradas nuvens moleculares, que se dissipam à medida que o tempo passa devido à ação de ventos, explosões de supernovas e forças radiativas. Este “matricídio astrofísico” é amplamente documentado em trabalhos detalhados feitos em nossa própria Galáxia e em grupos de regiões de formações estelar próximos (Sanders, Scoville, & Solomon 1985, Evans 1999, Blitz & Spergel 1991, etc.). Como resultado deste fenômeno natural, estrelas jovens associadas às suas regiões H II sofrem mais extinção pela poeira do que a população geral de estrelas em uma galáxia. Esta diferença é conhecida como extinção diferencial.

Em um trabalho consagrado, Calzetti et al. (1994) encontraram evidências diretas para extinção diferencial em galáxias SF comparando a extin-

5. Extinção diferencial em galáxias com formação estelar

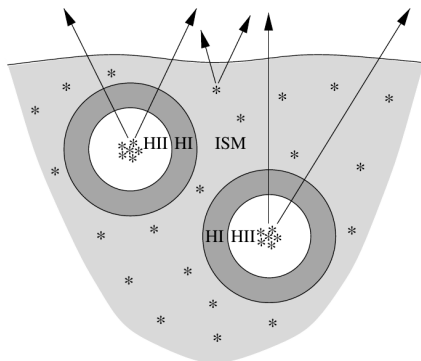


Figura 5.1: Desenho que representa o modelo de Charlot & Fall (2000) para extinção diferencial. As estrelas jovens e suas regiões H ii são localmente atenuadas pela poeira em suas nuvens mãe (*birth clouds*), enquanto a população estelar como um todo é atenuada pela poeira presente no meio interestelar difuso. Extraído de Charlot & Fall (2000).

ção derivada pelo ajuste do contínuo estelar com aquela derivada pela razão $H\alpha/H\beta$. Elas obtiveram que estrelas em regiões H ii têm $\tau_{neb}/\tau_{\star} \sim 2$ vezes maior que as demais estrelas, um resultado considerado canônico atualmente¹. Charlot & Fall (2000) formalizaram este resultado, introduzindo um modelo onde as populações jovens com $t_{BC} \sim 10$ Myr estão imersas em sua nuvem mãe (do inglês “*birth cloud*”-BC), na qual a profundidade ótica (τ_{BC}) é maior do que a encontrada no meio interestelar (τ_{ISM} , onde ISM denota “interstellar medium”). A Figura 5.1 mostra um esquema desse modelo. A proporção $\tau_{BC}/\tau_{ISM} \sim 3$ teria que ser obedecida para correspondência aos resultados encontrados por Calzetti et al. (1994).

Trabalhos posteriores fortaleceram a existência da extinção diferencial. Dentre os trabalhos de nosso grupo, Cid Fernandes et al. (2005) e Asari et al. (2007) identificaram a assinatura da extinção diferencial em galáxias do tipo Star Forming (SF) do SDSS. Comparando os valores da extinção estelar obtidas por meio do ajuste espectral pelo STARLIGHT com a extinção derivada pela razão $H\alpha/H\beta$ (decremento de Balmer), estes trabalhos encontraram τ_{neb}/τ_{\star} da ordem de ~ 2 .

¹ $\tau_{\star} \sim 0.44\tau_{neb}$.

Neste Capítulo vamos revisitar a questão da extinção diferencial em galáxias SF, explorando mais uma vez a base de dados do STARLIGHT-SDSS. O objetivo principal aqui é ir além da identificação do quociente $\tau_{neb}/\tau_{\star} \sim 2$ encontrado por Cid Fernandes et al. (2005) e Asari et al. (2007), examinando a origem do espalhamento nesta relação e interpretando os resultados em termos de um modelo simples.

Este Capítulo é organizado da seguinte forma: §5.2 descreve os dados utilizados neste estudo, tanto a amostra como os observáveis relevantes. Nossos principais resultados empíricos são apresentados na §5.3, onde traçadores da extinção diferencial são relacionados ao tamanho da população estelar jovem e a inclinação da galáxia. Na §5.4 interpretamos as correlações observacionais em termos de um modelo simples de duas componentes. Na seção §5.5 procuramos pistas sobre quais propriedades das galáxias afetam o balanço entre poeira em nuvens de formação estelar e no meio interestelar difuso (ISM). Nós também apresentamos uma receita para aplicação do nosso diagnóstico para extinção diferencial a dados não processados pelo STARLIGHT. Finalmente a seção 5.7 traz um sumário com nossas conclusões.

5.2 Dados e amostra

Este estudo foi feito a partir da base de dados pública STARLIGHT-SDSS, que contém o produto da nossa análise semi-empírica dos espectros de quase um milhão de galáxias do SDSS-DR7.

5.2.1 Observáveis relevantes e propriedades derivadas

Apenas algumas das propriedades catalogadas na base de dados do STARLIGHT-SDSS vão ser utilizadas nesse estudo. De fato apenas quatro serão essenciais:

- (i) τ_{neb} , a profundidade de ótica na banda-V, medida a partir de linhas de emissão provenientes das regiões H II associadas à formação estelar. τ_{neb} é computada usando o decremento de Balmer observado e assumindo uma razão $H\alpha/H\beta$ intrínseca de 2.86:

$$\tau_{neb} = 2.886 \ln \left[\frac{(H\alpha/H\beta)}{2.86} \right], \quad (5.1)$$

onde o coeficiente 2.886 corresponde a uma lei de avermelhamento de Cardelli et al. (1989b, CCM).

5. Extinção diferencial em galáxias com formação estelar

- (ii) τ_* , profundidade óptica da poeira no contínuo estelar, também na banda V, estimada pelo ajuste espectral com o STARLIGHT assumindo o modelo de cortina de poeira e a lei de CCM.
- (iii) x_Y , fração da luz total no comprimento de onda de normalização ($\lambda = 4020 \text{ \AA}$) que provém de populações estelares com idade $t \leq t_Y \equiv 10 \text{ Myrs}$:

$$x_Y = \sum_{j|t_j \leq t_Y} x_j. \quad (5.2)$$

Um valor de $t_Y = 10 \text{ Myr}$ coincide com o tempo de vida de estrelas ionizantes em regiões H II, assim como a escala de tempo para dispersão da nuvem mãe (Charlot & Fall 2000). Manteremos este valor fixo nesse estudo, mas experimentos com outras escolhas razoáveis não mudam nossas conclusões gerais.

- (iv) A inclinação das galáxias, estimada através da razão b/a entre o eixo menor e o eixo maior da galáxia na banda r , de onde nós estimamos o ângulo de inclinação i :

$$\mu \equiv \cos i \sim \sqrt{\frac{(b/a)^2 - \alpha^2}{1 - \alpha^2}}, \quad (5.3)$$

onde $\alpha = 0.13$ é uma correção para a espessura da borda das galáxias (G. Jacoby e Holmberg 1958). Na prática, esta expressão difere muito pouco da conhecida expressão $\cos i = b/a$, válida para discos de espessura desprezível.

A decomposição espectral pelo STARLIGHT já foi descrita brevemente no Capítulo 1. Em poucas palavras, o ajuste utiliza uma base espectral de 150 populações estelares simples (SSP) com 25 idades, variando entre $t = 1 \text{ Myr}$ e 18 Gyr , e 6 metalicidades entre $Z = 1/200$ a 2.5 solar , computadas por Bruzual & Charlot (2003) para uma função inicial de massa (IMF) de Chabrier (2003), biblioteca STELIB (Le Borgne et al. 2003) e caminhos evolutivos de “Padova 94” (Alongi et al. 1993, Bressan et al. 1993). Os efeitos da poeira são modelados como uma cortina de poeira, onde a profundidade ótica na banda-V é o parâmetro a ser ajustado, junto com as contribuições (x_j) de cada população estelar na base, e os parâmetros cinemáticos. A lei de avermelhamento que adotamos é a de CCM.

Convém já explicitar que a aproximação de que todas as populações estelares são igualmente atenuadas por uma única coluna de poeira não condiz com o próprio fenômeno foco desse Capítulo: a atenuação diferencial. Assim, o significado do valor de τ_\star derivado pelo starlight sofre de uma ambiguidade conceitual que precisamos resolver. A função de x_Y nesse estudo é justamente lançar luz nessa questão. Qualitativamente espera-se que τ_\star represente a atenuação sofrida por estrelas jovens (e sua região H II) quando $x_Y \rightarrow 1$, i.e. quando o espectro é dominado por populações estelares jovens. Reciprocamente, quando $x_Y \rightarrow 0$ nosso τ_\star deve ser representativo do valor da extinção do ISM como um todo na galáxia. Entre esses dois limites τ_\star deve representar uma espécie de média ponderada a ser decifrada ao longo desse Capítulo.

5.2.2 Amostra principal

Para selecionar uma amostra de galáxias SF dentre as $\sim 10^6$ fontes em nossa base de dados nós começamos exigindo que:

- (i) O objeto pertença à amostra principal de galáxias do SDSS (*main galaxy sample*).
- (ii) Redshift entre $z = 0.04$ e 0.17 .
- (iii) Relação sinal ruído (S/N) ≥ 10 do contínuo no entorno de $\lambda = 4730$ Å (para garantir o ajuste espectral).
- (iv) S/N ≥ 3 nas linhas H α , H β e [N II] $\lambda 6584$.
- (v) Finalmente, nós selecionamos galáxias SF definidas como aquelas com $\log[\text{N II}]/\text{H}\alpha < -0.4$ e $W_{\text{H}\alpha} > 3$ Å. Isso garante que nossas galáxias estão na parte SF do diagrama WHAN (Cid Fernandes et al. 2011).

As 107320 galáxias que satisfazem essas condições definem nossa amostra principal. Na sequência definimos uma subamostra mais criteriosa formando o que chamamos de amostra de alta qualidade, que nós utilizaremos para manter o controle sob as incertezas em nossa amostra principal.

5. Extinção diferencial em galáxias com formação estelar

5.2.3 Incertezas e amostra de alta qualidade

Dos observáveis utilizados neste estudo τ_{neb} é o que carrega maiores erros. Formalmente,

$$\epsilon(\tau_{neb}) = 2.886 \sqrt{(S/N)_{H\beta}^{-2} + (S/N)_{H\alpha}^{-2}} \quad (5.4)$$

que na prática pode ser aproximado por

$$\epsilon(\tau_{neb}) \sim 3(S/N)_{H\beta}^{-1} \quad (5.5)$$

já que $H\alpha$ é quase sempre muito melhor medida que $H\beta$. Nosso critério de $S/N \geq 3$ implica $\epsilon(\tau_{neb})$ de até 1, o que é muito grande, mas esse é o caso extremo. O valor médio (mediano) de $\epsilon(\tau_{neb})$ é de 0.15 (0.18) para nossa amostra principal. O STARLIGHT não nos fornece as incertezas para os valores de τ_{\star} ou x_Y , porém simulações feitas em Cid Fernandes et al. (2005) indicam que estes são bem menores do que o encontrado para τ_{neb} , que domina a incerteza de nossa análise.

O formidável poder estatístico do SDSS desempenha portanto um papel fundamental nesse estudo. Como mostrado a seguir, isso nos permite traçar tendências inequívocas, mesmo entre dados ruidosos.

Para efeitos de controle de qualidade nós construímos uma amostra de alta qualidade, definida selecionando 10% das galáxias de amostra principal em uma lista ordenada pelo produto $\epsilon(\tau_{neb}) \times (S/N)_{cont}^{-1}$. Esta é uma variável deliberadamente construída com a finalidade de pesar simultaneamente as incertezas em τ_{neb} e a qualidade do espectro processado com o starlight. Na prática, devido ao domínio de τ_{neb} , esta amostra sobrepe-se (78%) à lista dos 10% menores valores de $\epsilon(\tau_{neb})$.

Selecionar uma amostra com baixo $\epsilon(\tau_{neb})$ favorece galáxias com linhas de Balmer fortes e grandes larguras equivalentes, o que se traduz em uma alta taxa de formação estelar. Devido ao “*downsizing*” espera-se também que esta amostra tenha galáxias de menor massa em estrelas, população estelar mais jovem, e menores metalicidades. Em outras palavras, é provável que esta subamostra de dados de alta qualidade apresente diferenças sistemáticas em algumas propriedades com respeito à amostra principal. Isto se confirma na Figura 5.2, onde os histogramas em cinza escuro correspondem à amostra de alta qualidade. Portanto, apesar do nosso intuito com a amostra de alta qualidade ser monitorar os efeitos das incertezas, os resultados obtidos pelas duas vão refletir não apenas diferenças de qualidade dos dados mas também diferenças intrínsecas nas propriedades das galáxias selecionadas.

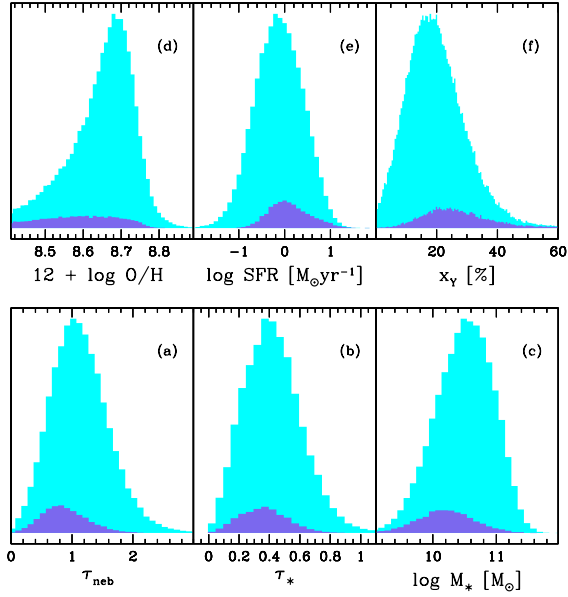


Figura 5.2: Histogramas para diferentes propriedades para as 107320 galáxias de nossa amostra principal (em ciano) e para as 10732 da subamostra de alta qualidade (em anil).

5.3 Resultados empíricos

Apresentamos nesta seção nossos principais resultados empíricos. Começamos em §5.3.1 mostrando a evidência de extinção diferencial em nossos dados pela simples comparação entre τ_{neb} e τ_* . Em §5.3.2 apresentamos um teste alternativo que também aponta para a existência de extinção diferencial, mas que não envolve o valor de τ_* de forma explícita. Apesar de importantes e de alguns aspectos originais, essas duas primeiras seções servem apenas para confirmar a ocorrência do fenômeno de extinção diferencial em nossas galáxias.

Nossos resultados mais originais são apresentados em §5.3.3, onde vamos mostrar como o poder estatístico da nossa base de dados pode nos aju-

5. Extinção diferencial em galáxias com formação estelar

dar a entender a natureza do espalhamento na relação entre τ_{neb} e τ_{\star} . Como veremos, este espalhamento está relacionado com outros parâmetros como a inclinação e a população estelar.

Por conveniência, vamos definir dois parâmetros, a diferença e a razão entre τ_{neb} e τ_{\star} :

$$\mathcal{D}_{\tau} \equiv \tau_{neb} - \tau_{\star}, \quad (5.6)$$

$$\mathcal{R}_{\tau} \equiv \frac{\tau_{neb}}{\tau_{\star}}. \quad (5.7)$$

5.3.1 Comparação direta entre τ_{neb} e τ_{\star}

A Figura 5.3 compara nossos dois traçadores de poeira, o nebuloso e o estelar. No painel (a) vemos τ_{neb} contra τ_{\star} para nossa amostra, com a curva mediana e as curvas de percentis 5, 16, 84 e 95% (equivalentes a faixas de ± 1 e ± 2 sigma) traçadas para guiar nossos olhos. Apesar do espalhamento, existe uma tendência inequívoca de τ_{neb} exceder τ_{\star} , ressaltando a presença da extinção diferencial: o gás ionizado sofre uma atenuação maior que as estrelas, como já mostramos anteriormente em Figuras equivalentes em Cid Fernandes et al. (2005) e Asari et al. (2007).

Os painéis (b) e (c) quantificam a extinção diferencial de nossa amostra por meio de histogramas de \mathcal{D}_{τ} e \mathcal{R}_{τ} . Os valores médios (medianos) de $\mathcal{D}_{\tau} = 0.72$ (0.69) e $\mathcal{R}_{\tau} = 3.1$ (2.7) apontam fortemente para ocorrência da extinção diferencial.

Resultados em ciano na Figura 5.3 representam nossa amostra de alta qualidade, discutida em 5.2.3. A distribuição mais estreita de \mathcal{D}_{τ} é qualitativamente consistente com os efeitos esperados para o erro, similarmente para \mathcal{R}_{τ} . No entanto, em ambos os casos os valores alta qualidade (em azul anil) aparecem deslocados para valores menores. Embora isto seja em parte uma consequência natural das diferenças nas populações estelares das amostras, nós tomaremos como mensagem geral que valores muito altos ou muito baixos de \mathcal{D}_{τ} e \mathcal{R}_{τ} devem ser interpretados com cuidado.

5.3.2 Um argumento para extinção diferencial baseado apenas em $H\alpha$ e $H\beta$

Obviamente, a conclusão de que $\tau_{neb} > \tau_{\star}$ (Figura 5.3) e que portanto deve ocorrer a extinção diferencial está totalmente baseada na crença de que os

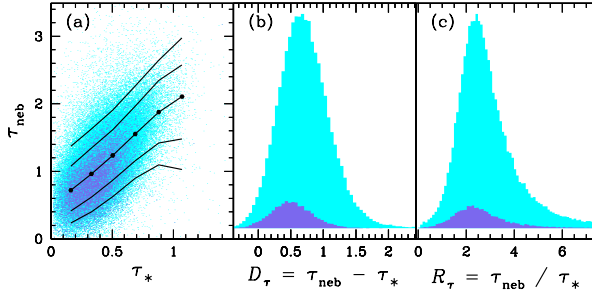


Figura 5.3: Comparação entre as profundidades ópticas derivadas a partir da emissão nebular e do contínuo estelar. Para todos os painéis em ciano temos nossa amostra principal e em azul anil a amostra de alta qualidade. No painel (a) as linhas demarcam a mediana e os percentis 5, 16, 84 e 95, calculados em bins de τ_{\star} . Os painéis (b) e (c) são histogramas para D_{τ} e R_{τ} respectivamente.

valores de τ_{\star} derivados pelo STARLIGHT são fidedignos. Apesar de termos motivos para acreditar nisso, o próprio significado do τ_{\star} calculado pelo starlight passa a ser ambíguo quando as populações estelares não sofrem todas a mesma extinção. Por este motivo, nessa seção exploramos um argumento alternativo que também leva à conclusão de que extinção diferencial existe, mas desta vez sem utilizar os valores de τ_{\star} .

O teste que desenvolvemos envolve apenas $H\alpha$ e $H\beta$. A ideia é simples: na ausência de extinção diferencial as linhas de emissão e o contínuo devem sofrer a mesma atenuação, preservando assim a largura equivalente.

Seja C_{λ}^0 o espectro do contínuo estelar original (digamos, em $\text{ergs s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$), sem extinção, e $C_{\lambda} = C_{\lambda}^0 e^{-\tau_{\star, \lambda}}$ o contínuo observado sob uma coluna de poeira de profundidade óptica $\tau_{\star, \lambda}$. Analogamente, seja F_{λ}^0 o fluxo integrado ($\text{ergs s}^{-1} \text{cm}^{-2}$) de uma linha de emissão, e $F_{\lambda} = F_{\lambda}^0 e^{-\tau_{\text{neb}, \lambda}}$ o fluxo atenuado por uma coluna de poeira de profundidade óptica $\tau_{\text{neb}, \lambda}$. Em princípio $\tau_{\text{neb}, \lambda} \neq \tau_{\star, \lambda}$, mas isso é algo que queremos verificar. Sendo a largura equivalente dada por $W_{\lambda} = F_{\lambda} / C_{\lambda}$, temos que

$$W_{\lambda} = \frac{F_{\lambda}^0 e^{-\tau_{\text{neb}, \lambda}}}{C_{\lambda}^0 e^{-\tau_{\star, \lambda}}} = W_{\lambda}^0 e^{-(\tau_{\text{neb}, \lambda} - \tau_{\star, \lambda})} = W_{\lambda}^0 e^{-q_{\lambda}(\tau_{\text{neb}} - \tau_{\star})} \quad (5.8)$$

5. Extinção diferencial em galáxias com formação estelar

onde $W_{\lambda}^0 \equiv F_{\lambda}^0/C_{\lambda}^0$ representa o valor da largura equivalente quando nem o contínuo nem a linha de emissão sofre atenuação (ou, equivalentemente, quando ambos são igualmente atenuados). Note que na última equação à direita aproveitamos para definir $q_{\lambda} \equiv \tau_{\lambda}/\tau_V$, e voltamos a simplificar a notação para $\tau_{neb,V} = \tau_{neb}$ e $\tau_{\star,V} = \tau_{\star}$ (omitindo o subscrito V , como definido em §5.2.1).

Aplicando essa equação à $H\alpha$ obtém-se:

$$W_{H\alpha} = W_{H\alpha}^0 e^{-q_{H\alpha}(\tau_{neb} - \tau_{\star})} \quad (5.9)$$

onde vemos que se de fato existe extinção diferencial (ou seja, se $\tau_{neb,\lambda} > \tau_{\star,\lambda}$), então deveríamos esperar observar uma anti-correlação entre $W_{H\alpha}$ e τ_{neb} . Esta, porém, não é uma previsão muito útil, pois o termo $W_{H\alpha}^0$ deve variar bastante de galáxia para galáxia, já que ele é um indicador da taxa de formação estelar específica, uma propriedade física que varre uma ampla faixa de valores em nossa amostra. Dessa forma, a anti-correlação esperada deve ter muito espalhamento. Um truque para contornar este “efeito de escala” sobre $W_{H\alpha}$ é escrever a equação 5.9 para $H\beta$ e dividir uma pela outra:

$$\frac{W_{H\alpha}}{W_{H\beta}} = \frac{W_{H\alpha}^0}{W_{H\beta}^0} \times e^{+(q_{H\beta} - q_{H\alpha})(\tau_{neb} - \tau_{\star})} \quad (5.10)$$

Aplicando o logaritmo natural em ambos lados ficamos com:

$$\ln\left(\frac{W_{H\alpha}}{W_{H\beta}}\right) = \ln\left(\frac{W_{H\alpha}^0}{W_{H\beta}^0}\right) + (q_{H\beta} - q_{H\alpha})(\tau_{neb} - \tau_{\star}) \quad (5.11)$$

Esta equação prevê que $\ln W_{H\alpha}/W_{H\beta}$ tem uma relação do tipo $a\tau_{neb} + b$ com a profundidade óptica nebulosa. A Figura 5.4 de fato confirma a linearidade dessa relação. Um ajuste à linha mediana fornece

$$\ln \frac{W_{H\alpha}}{W_{H\beta}} = (1.391 \pm 0.001) + (0.169 \pm 0.001) \times \tau_{neb} \quad (5.12)$$

A inclinação ajustada, no entanto, é bem menor do que a prevista. Segundo a equação 5.11, o coeficiente angular dessa relação deve ser $a = (q_{H\beta} - q_{H\alpha})$, que para a lei de CCM é $= (1.16 - 0.82) = 0.35$, quase o dobro do valor encontrado.

A inclinação prevista se aproximaria da observada se postularmos que $\tau_{neb} \sim 2\tau_{\star}$. Nesse caso, voltando à equação 5.10 e inserindo $\tau_{neb} - \tau_{\star} \sim \tau_{neb} - \frac{1}{2}\tau_{neb} = \frac{1}{2}\tau_{neb}$, a inclinação prevista passa a ser $a \sim \frac{1}{2}(q_{H\beta} - q_{H\alpha}) = 0.17$,

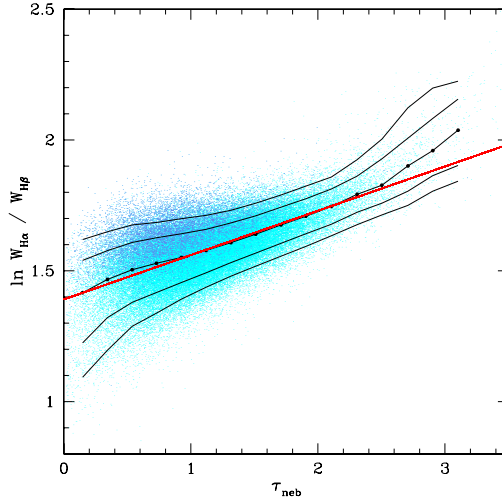


Figura 5.4: τ_{neb} plotado contra o \ln da razão entre as larguras equivalentes de $H\alpha$ e $H\beta$, para amostra principal em ciano e para amostra de alta qualidade em azul anil. As linhas representam os percentis 5, 16, 84, 95 e a mediana para a amostra principal, calculadas para bins em τ_{neb} . A linha tracejada em vermelho mostra a melhor reta ajustada à relação mediana: $\ln W_{H\alpha}/W_{H\beta} = 1.391 + 0.169\tau_{neb}$.

em excelente acordo com o $a = 0.169 \pm 0.001$ obtido do ajuste empírico. Além disso, como vimos na introdução desse Capítulo, este fator de ~ 2 está em ótimo acordo com outros trabalhos já publicados sobre extinção diferencial.

Convém salientar que, como dito ao início dessa seção, este argumento está total e unicamente baseado em medidas de $H\alpha$ e $H\beta$, o que o torna particularmente atrativo e robusto. Em particular, não usamos o τ_{\star} do starlight para nada. O resultado, claro, não é novo, mas até onde sabemos esta linha de raciocínio é original.

5.3.3 Os papéis de x_{γ} e μ

Os resultados mostrados até aqui não deixam dúvida a respeito da existência da extinção diferencial em nossa amostra de galáxias, porém eles também

5. Extinção diferencial em galáxias com formação estelar

revelam um grande espalhamento da relação entre τ_{neb} e τ_{\star} . Experimentos com nossa amostra de alta qualidade mostraram que as incertezas nas medidas não podem ser utilizadas para justificar todo este espalhamento, portanto ele deve estar relacionado a outras propriedades. Em outras palavras, a relação entre τ_{neb} e τ_{\star} deve envolver outras variáveis.

Duas propriedades intuitivamente relevantes ao problema da extinção diferencial, já citadas na seção 5.3, são (1) a inclinação ($\mu = \cos i$) da galáxia com respeito à linha de visada, e (2) quanto as populações jovens contribuem ao contínuo estelar (x_Y). Vamos agora analisar a importância destas variáveis na relação entre τ_{neb} e τ_{\star} .

A Figura 5.5 mostra a relação de $\mathcal{D}_{\tau} \equiv \tau_{neb} - \tau_{\star}$ com x_Y e μ . O painel (a) mostra a relação com x_Y , com as linhas marcando a mediana e os percentis 5, 16, 84 e 90% de $\mathcal{D}_{\tau}(x_Y)$. O que vemos é que \mathcal{D}_{τ} decresce para populações estelares mais jovens, com $\mathcal{D}_{\tau} \rightarrow 0$ quando $x_Y \rightarrow 1$. A linha vermelha é um ajuste linear à relação mediana:

$$\mathcal{D}_{\tau} = (0.88 \pm 0.03) - (0.0098 \pm 0.0007) \times x_Y.$$

Apesar desta forte anti-correlação e do bom ajuste linear, o espalhamento na relação ainda é substancial, como se vê claramente na Figura 5.5a. O painel (b) investiga se a inclinação μ está de algum modo relacionada a este espalhamento. Nós dividimos a amostra em bins de μ e plotamos com cores diferentes as medianas para $\mathcal{D}_{\tau}(x_Y|\mu)$. Claramente, a inclinação não influi nessa relação, pois as curvas para diferentes μ se superpõem quase que exatamente.

O painéis (c) e (d) da Figura 5.5 apresentam a relação entre \mathcal{D}_{τ} e μ para amostra como um todo (painel c) e subdividida em bins de x_Y (painel d). Esses painéis confirmam a forte correlação de \mathcal{D}_{τ} com x_Y e a ausência de correlação com μ .

A Figura 5.6 mostra a mesma análise, feita agora com a razão $\mathcal{R}_{\tau} \equiv \tau_{neb}/\tau_{\star}$. A Figura mostra que \mathcal{R}_{τ} anti-correlaciona fortemente com x_Y . A curva mediana no painel (a) começa em $\mathcal{R}_{\tau} \sim 3.5$ para $x_Y \sim 0$, decrescendo gradualmente para \mathcal{R}_{τ} da ordem de ~ 1 (portanto $\tau_{\star} \sim \tau_{neb}$) quando $x_Y \rightarrow 1$. Diferente do que acontece com \mathcal{D}_{τ} , \mathcal{R}_{τ} varia sistematicamente com μ , crescendo à medida em que as galáxias são vistas mais de frente (painéis c e d). Em outras palavras, a inclinação parece afetar o quociente, mas não a diferença entre τ_{neb} e τ_{\star} .

As Figuras 5.5 e 5.6 representam nosso principais resultados observacionais. No que segue vamos explorar estes resultados e ver o que eles podem nos dizer sobre a extinção diferencial.

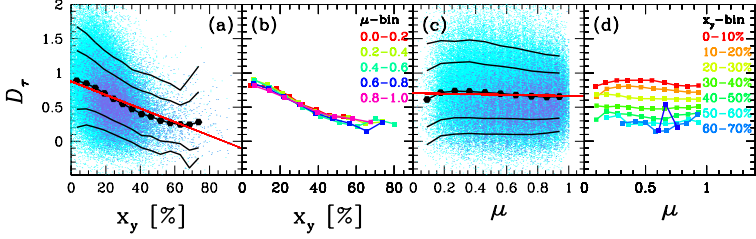


Figura 5.5: Relação entre a diferença \mathcal{D}_τ e a fração de luz em populações estelares jovens (x_Y , painéis a e b) e a inclinação ($\mu = \cos i$, painéis c e d). Nos painéis a e b os pontos representam nossa amostra principal, as linhas pretas representam os percentis (5, 16, 84 e 90%) e os pontos pretos representam as medianas para cada bin em x_Y (a) e μ (c). O painel b traz $\mathcal{D}_\tau \times x_Y$ em bins de μ , mostrando que não há entre o espalhamento encontrado e a inclinação. No painel c temos, $\mathcal{D}_\tau \times \mu$ em bins de x_Y , que confirma o encontrado na relação inversa.

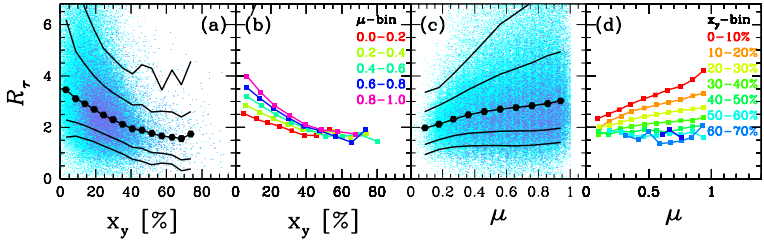


Figura 5.6: Como a Figura 5.5, porém aqui no lugar de \mathcal{D}_τ temos \mathcal{R}_τ . Ao contrário da diferença \mathcal{D}_τ , o quociente \mathcal{R}_τ varia com o ângulo de inclinação.

5.4 Um modelo simples

Os resultados empíricos reportados acima vão além de uma simples confirmação da existência de extinção diferencial; eles também fornecem pistas sobre o funcionamento deste fenômeno. Em particular, as relações com x_Y e μ indicam que essas variáveis devem estar envolvidas em uma descrição semi-empírica deste fenômeno.

Esta seção apresenta um modelo simples que faz isso. O modelo meramente traduz em fórmulas a ideia de que estrelas jovens (e suas regiões H II) são mais avermelhadas do que as demais estrelas em uma galáxia. Nossa descrição é essencialmente equivalente àquela de Charlot & Fall (2000), com a diferença de que levamos a geometria de discos explicitamente em consideração, e expressamos o modelo em termos dos observáveis τ_{neb} , τ_\star , x_Y e μ .

Em §5.4.1 formulamos as hipóteses do modelo e apresentamos suas equações básicas, incluindo uma nova e importante expressão analítica (equação 5.15) que traduz o τ_\star do starlight em variáveis bem definidas, resolvendo assim sua ambiguidade. Em §5.4.2 comparamos o modelo com os resultados observacionais apresentados acima. O modelo e sua comparação com os dados é apresentado em §5.4.2. Em §5.4.2 nós apresentamos os resultados relacionados aos parâmetros fundamentais do modelo.

5.4.1 O modelo

Primeiramente precisamos categorizar as estrelas como jovens ou velhas. Estrelas jovens (idade $\leq t_Y \sim 10$ Myr) estão imersas em suas regiões H II; tudo mais é considerado “velho” (subscrito “O”, de *old*). Tanto as estrelas jovens quanto as velhas vivem em um disco onde o meio interestelar difuso atenua sua luz. As jovens têm a luz atenuada também pela poeira no que resta de sua nuvem mãe (“*birth cloud*”, BC).

Calzetti et al. (1994) mostraram que, apesar da geometria complexa das estrelas e do gás nas galáxias, um modelo simples de cortina de poeira (com fator de atenuação $e^{-\tau}$) fornece uma boa descrição efetiva para os efeitos de atenuação pela poeira. Portanto nós modelaremos tanto a poeira nas BC quanto no ISM como cortina de poeira de profundidade ótica τ_{BC} e τ_{ISM} , respectivamente.

Esse cenário é retratado na Figura 5.7. Ao contrário da Figura 5.1 (de Charlot & Fall 2000), em nossa Figura a poeira do ISM aparece fora do disco da galáxia. Obviamente, não estamos assumindo isso. Nosso ISM está

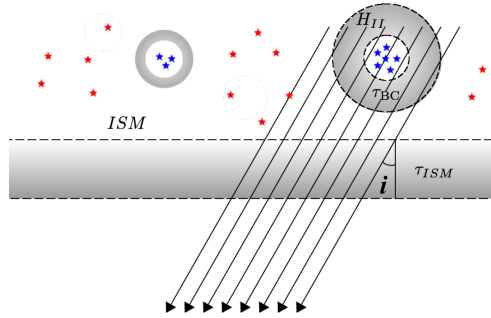


Figura 5.7: Esta Figura mostra como representamos **matematicamente** (leia o texto para maiores explicações) a poeira. Todo o ISM é modelado como uma cortina de poeira, colocada à frente da galáxia. As BC são modeladas como uma casca esférica ao redor das estrelas jovens (em azul). As estrelas velhas (em vermelho) sofrem atenuação apenas pelo ISM. Podemos ver a dependência com a inclinação da galáxia, definida pelo ângulo i . Esta Figura foi confeccionada pelo colega de trabalho Eduardo Alberto Duarte Lacerda em seu trabalho de doutorado.

sim no plano do disco e misturado às estrelas. Porém a descrição matemática da atenuação pelo ISM como um fator do tipo $e^{-\tau}$ corresponde à cortina de poeira desenhada na Figura 5.7.

Das considerações acima podemos escrever que as estrelas velhas sofrem uma atenuação

$$\tau_O = \frac{\tau_{ISM}}{\mu}, \quad (5.13)$$

enquanto as estrelas jovens (e suas regiões H II) são vistas sob uma coluna maior de poeira,

$$\tau_Y = \tau_O + \tau_{BC} = \frac{\tau_{ISM}}{\mu} + \alpha \tau_{BC}. \quad (5.14)$$

A poeira nas BC é tratada como uma casca esférica, portanto não apresenta dependência angular. Já a atenuação pela poeira no disco inclui o termo μ devido à projeção de τ_{ISM} na linha de visada (que leva a $\tau_O = \tau_{ISM}/\mu$).

5. Extinção diferencial em galáxias com formação estelar

O coeficiente α na equação 5.14 permite distinguir a atenuação sofrida pelas estrelas jovens daquela sofrida pelo gás na região H II que as circunda. Pode-se mostrar que $\alpha \rightarrow 1$ no limite em que a cortina de poeira da BC é bem maior em um aglomerado jovem ionizante. Por simplicidade vamos adotar $\alpha = 1$ e esquecer, pelo menos por ora, este possível refinamento do modelo.

Como essa descrição teórica em termos de τ_O , τ_Y , τ_{ISM} e μ se relaciona como nossos observáveis τ_{neb} , τ_\star , x_Y e μ ?

Primeiramente, o μ das equações 5.13 e 5.14 pode ser identificado com o $\mu \sim b/a$ (equação 5.3) estimado pelas imagens SDSS. Além disso, dado que adotamos a aproximação $\alpha = 1$ podemos também identificar $\tau_Y = \tau_{neb}$, o que equivale a dizer que as estrelas jovens sofrem a mesma atenuação que o gás por elas fotoionizado.

Relacionar o τ_\star obtido de nossa análise com o starlight com as variáveis do modelo requer um pouco mais de trabalho. Como argumentado em §5.2.1, esperamos que $\tau_\star \rightarrow \tau_O$ quando $x_Y \rightarrow 0$, e que, reciprocamente, $\tau_\star \rightarrow \tau_Y$ a medida que $x_Y \rightarrow 1$. Heuristicamente, podemos propor a seguinte expressão

$$\tau_\star \sim \tilde{\tau} \equiv x_Y \tau_Y + (1 - x_Y) \tau_O \quad (5.15)$$

Além de apresentar os comportamentos limite desejados, esta expressão é muito razoável desde um ponto de vista qualitativo, pois traduz em termos matemáticos nossa expectativa de que τ_\star deve ser uma média ponderada entre as extinções sofridas pelas populações jovens e velha, onde o coeficiente de peso expresse o peso dessas duas populações no espectro observado. Mais do que qualitativamente razoável, esta expressão funciona muito bem quantitativamente. Isso é demonstrado no Apêndice §B, onde apresentamos simulações que mostram que τ_\star obtido pelo starlight e o $\tilde{\tau}$ definido pela equação 5.15 diferem por apenas ± 0.09 (dispersão a 1 σ).

Manipulando as equações 5.13, 5.14 e 5.15 obtemos:

$$\tau_{BC} = \frac{\tau_{neb} - \tau_\star}{1 - x_Y} \quad (5.16)$$

$$\tau_{ISM} = \mu \frac{\tau_\star - x_Y \tau_{neb}}{1 - x_Y} \quad (5.17)$$

onde τ_{BC} e τ_{ISM} , os principais parâmetros de nosso modelo, são completamente determinados pelos observáveis μ , x_Y , τ_\star e τ_{neb} . Com estas duas equações temos uma descrição completa da extinção diferencial para nossa amostra de galáxias.

5.4.2 Comparação com os dados

Os resultados empíricos apresentados em 5.3.3 foram escritos em termos da diferença \mathcal{D}_τ e da razão \mathcal{R}_τ . Para facilitar a comparação com estes resultados vamos primeiro exprimir estas quantidades a partir do modelo. Das equações acima obtemos:

$$\mathcal{D}_\tau = (1 - x_Y)\tau_{BC} \quad (5.18)$$

$$\mathcal{R}_\tau = \frac{\mu^{-1}\tau_{ISM} + \tau_{BC}}{\mu^{-1}\tau_{ISM} + x_Y\tau_{BC}} = \frac{1 + \mu\rho}{1 - \mu x_Y\rho} \quad (5.19)$$

onde definimos $\rho \equiv \tau_{BC}/\tau_{ISM}$. Estas equações expressam \mathcal{D}_τ e \mathcal{R}_τ em termos de x_Y e μ , o que possibilita a comparação com os resultados observacionais.

$\mathcal{D}_\tau(x_Y)$, τ_{BC} e τ_{ISM}

A equação 5.18 prevê uma anti-correlação linear entre \mathcal{D}_τ e x_Y , com $\mathcal{D}_\tau \rightarrow 0$ quando $x_Y \rightarrow 1$, em acordo com o que vimos na Figura 5.5a. Na Figura 5.8 repetimos aquele plot, sobrepondo a previsão da equação 5.18 para valores de τ_{BC} entre 0 e 2.5. O modelo também nos diz que \mathcal{D}_τ não depende da inclinação, o que está de acordo com a sobreposição das curvas medianas em bins de μ e das linhas planas para $\mathcal{D}_\tau(\mu)$ na Figura 5.5b.

De acordo com o modelo, \mathcal{D}_τ depende somente de x_Y e τ_{BC} . O espalhamento em $\mathcal{D}_\tau(x_Y)$ é atribuído inteiramente à variação de τ_{BC} de galáxia para galáxia, como podemos ver explicitamente na Figura 5.8. De acordo com a linhas dos percentis vemos que a maioria das galáxias têm τ_{BC} entre 0 e 2, e visualmente infere-se um valor típico para τ_{BC} um pouco menor de 1. Isto é confirmado no histograma da Figura 5.9, onde encontramos uma mediana (média) de τ_{BC} de 0.86 (0.88). A linha em ciano na Figura 5.8 mostra a reta para $\tau_{BC} = 0.86$. Podemos ver que este valor mediano produz uma linha que se aproxima muito da mediana encontrada para relação empírica de $\mathcal{D}_\tau(x_Y)$.

A Figura 5.9 também mostra a distribuição dos valores encontrados para τ_{ISM} . Os valores de τ_{ISM} são pequenos se comparados aos valores encontrados para τ_{BC} , com um valor mediano de $\tau_{ISM} \sim 0.14$. Vale lembrar que estas são profundidades ópticas perpendiculares ao disco (Figura 5.7), e que o observado seria $\tau_O = \tau_{ISM}/\mu$, que assume valores medianos da ordem de 0.25 por causa do aumento do caminho percorrido dentro do ISM.

5. Extinção diferencial em galáxias com formação estelar

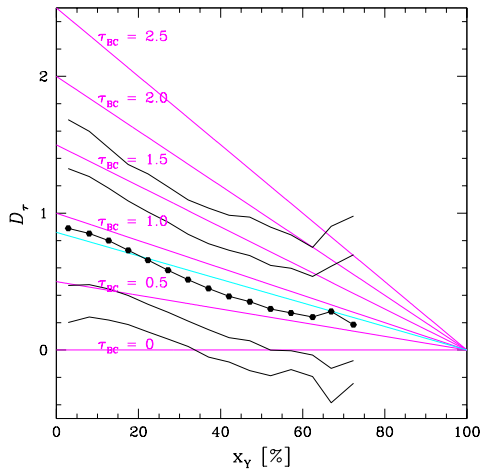


Figura 5.8: Relação \mathcal{D}_τ vs. x_Y , comparada às previsões do modelo para diferentes valores de τ_{BC} . A linha em ciano corresponde a $\tau_{BC} = 0.86$, o valor mediano encontrado para nossa amostra.

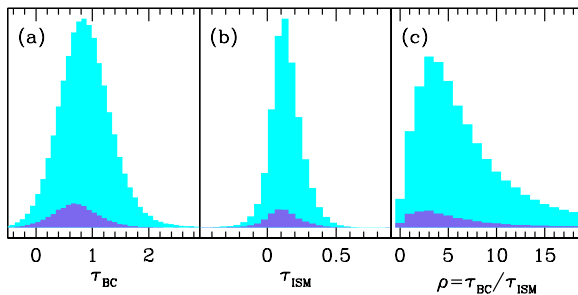


Figura 5.9: Histograma de τ_{BC} (painel a) e τ_{ISM} (painel b), como derivados pela equação 5.16 e 5.17, assim como a distribuição resultante de $\rho = \tau_{BC}/\tau_{ISM}$ (painel c). Os histogramas em ciano trazem nossa amostra principal, em anil temos a amostra de alta qualidade.

Devido às incertezas nos dados e as limitações do modelo, algumas das nossas estimativas para τ_{BC} e τ_{ISM} produzem valores negativos, como podemos ver na Figura 5.9. Nós mantivemos estes valores sem significado físico em nossa análise estatística, pois, assim como às vezes subestimamos os parâmetros, outras vezes os sobre-estimaremos.

$$\mathcal{R}_\tau(x_Y, \mu)$$

As relações encontradas para \mathcal{R}_τ com x_Y e μ também estão de acordo com as previsões de nosso modelo simples. Primeiro, vimos empiricamente que, ao contrário de \mathcal{D}_τ , \mathcal{R}_τ têm uma dependência com o ângulo de inclinação. A equação 5.19 mostra que $\mathcal{R}_\tau \rightarrow 1$ quando $\mu \rightarrow 0$ (galáxia vista de lado), e que $\mathcal{R}_\tau \rightarrow (1 + \rho)/(1 + x_Y\rho)$ quando $\mu \rightarrow 1$ (galáxia vista de frente). Estas características qualitativas, incluindo o escalonamento com x_Y para valores de μ fixos, é compatível com os resultados apresentados na Figura 5.6. Também na equação 5.19 nós vemos que o numerador e o denominador se cancelam quando $x_Y \rightarrow 1$, comportamento que confirmamos ao inspecionar a Figura 5.6, onde $\mathcal{R}_\tau(\mu|x_Y)$ fica mais plana à medida que $x_Y \rightarrow 1$.

De acordo com a equação 5.19, ρ é o único parâmetro controlando a relação $\mathcal{R}_\tau(x_Y, \mu)$. Na Figura 5.10 nós apresentamos $\mathcal{R}_\tau \times \mu$ para diferentes faixas em x_Y e também $\mathcal{R}_\tau \times x_Y$ para diferentes faixas em μ . As áreas em cinza escuro (cinza claro) definem as regiões entre os percentis 16 e 84% (5 e 95%) respectivamente. Mostramos também sobrepostas nestes painéis linhas tracejadas que traçam a equação 5.19 para $\rho = 2, 5, 10$ e 100 do verde (de baixo) ao magenta (para cima).

A Figura 5.10 mostra que não podemos escolher um valor de ρ para representar toda a amostra de galáxias. Assim como τ_{BC} , ρ também varia de galáxia para galáxia. O painel c na Figura 5.9, onde podemos ver os histogramas para ρ , confirma este comportamento. ρ assume valores que variam muito, desde 0 até 20, com valor mediano próximo a 3, tanto para amostra principal quanto para amostra de alta qualidade.

Resumo da comparação com os dados

Deste exercício de comparação com os dados, nós podemos concluir que o modelo apresentado nesta seção descreve razoavelmente bem nossos resultados empíricos. O modelo prevê a anti-correlação entre \mathcal{D}_τ e x_Y e a independência desta com o ângulo de inclinação, e prevê também o cenário apresentado pela relação $\mathcal{R}_\tau \times x_Y \times \mu$.

5. Extinção diferencial em galáxias com formação estelar

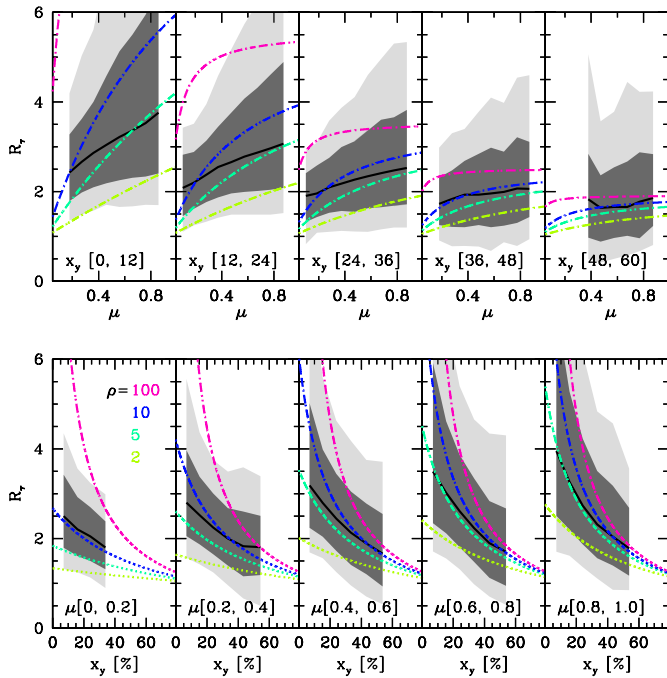


Figura 5.10: Comparação entre modelo e dados para $\mathcal{R}_r(x_\gamma, \mu)$. As áreas demarcam as regiões que subentendem os percentis 16 e 84% (cinza escuro) e 5 e 95% (cinza claro), a mediana é desenhada em preto. Os bins em μ (abaixo) e x_γ (acima) estão definidos em cada painel. As linhas coloridas mostram as previsões para valores diferentes de ρ (de cima para baixo temos $\rho = 100, 10, 5$ e 2).

Os dois parâmetros chave do modelo, τ_{BC} e τ_{ISM} , foram estimados para cada galáxia. Chegamos a valores típicos de $\tau_{BC} \sim 0.9$ e $\tau_{ISM} \sim 0.1$, com dispersões de ~ 0.5 e ~ 0.1 , respectivamente. A razão entre τ_{BC} e τ_{ISM} foi também estimada e assume o valor de $\rho \sim 3$, mas este parâmetro está sujeito a grandes incertezas.

Enfatizamos que as conclusões a que chegamos são estatísticas. Mais do que dissecar uma galáxia individualmente, nós procuramos estabelecer resultados gerais, que nos ajudam a entender e diagnosticar de maneira mais eficaz o fenômeno da extinção diferencial.

5.5 Discussão

Tendo apresentado e examinado as evidências empíricas para a extinção diferencial e construído um modelo simples, mas com motivação física, que nos permitiu explicar nossos resultados observacionais, estamos preparados para formular questões mais fundamentais, como: o que governa a quantidade de poeira em uma galáxia e sua distribuição entre regiões de formação estelar e o ISM? Em outras palavras, o que regula os valores de τ_{BC} e τ_{ISM} em galáxias SF?

Respostas completas a essas e outras questões fogem do escopo desta tese, de modo que vamos nos limitar a uma breve exploração de novas relações empíricas que podem lançar luz sobre essas questões. Na Figura 5.11 apresentamos correlações entre várias propriedades físicas disponíveis em nosso banco de dados starlight-SDSS (eixo x) e os parâmetros τ_{BC} , τ_{ISM} e ρ (eixo y) derivados de nosso modelo para a extinção diferencial.

Uma análise visual dessa Figura nos leva às seguintes constatações:

1. τ_{BC} se correlaciona com todas as propriedades físicas escolhidas. Sua relação com M_{\star} , Σ_{\star}^{fib} , Z_{neb} e $L_{H\alpha}$ é evidente, apesar de não ser linear (pois no eixo x temos log e no eixo y não). Poderíamos dizer que τ_{BC} se correlaciona com Σ_{\star}^{fib} pois quanto maior a quantidade de estrelas formadas maior a quantidade de poeira. Devemos, contudo, tomar cuidado com essa afirmação, pois talvez essa relação seja resultado de uma relação anterior da M_{\star} com a Σ_{\star}^{fib} . O raciocínio se propaga às outras três propriedades citadas acima. Da relação com a idade estelar média ponderada pela luz t_{\star} o primeiro raciocínio que vem a mente é de que populações estelares mais velhas deveriam ter τ_{BC} menor, o contrário do que nos mostra a Figura. No entanto t_{\star} é a idade média de toda a

5. Extinção diferencial em galáxias com formação estelar

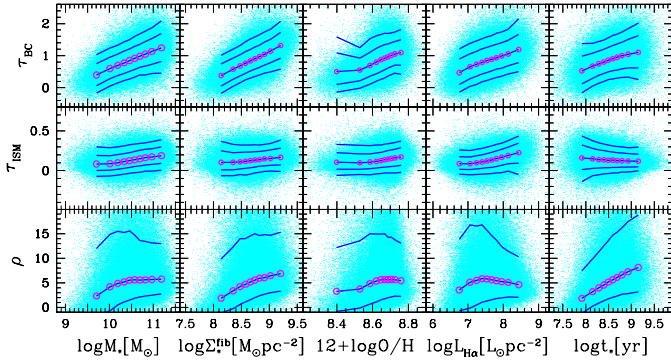


Figura 5.11: Esta Figura apresenta os parâmetros do modelo τ_{BC} (topo), τ_{ISM} (meio), ρ (abaixo) vs. $\log M_\star$, $\log \Sigma^{fib}_\star$, $12 + \log O/H$, $\log L_{H\alpha}$, $\log t_\star$ (da esquerda para direita). Os pontos ao fundo são para amostra principal, as curvas marcam os percentis 5, 16, 50, 84 e 95%, com os pontos marcando os valores medianos nos bins.

população estelar. Este nosso raciocínio talvez fosse verdadeiro se estivéssemos utilizando a média das populações estelares jovens apenas.

2. τ_{ISM} não se correlaciona com nenhuma propriedade, é como se o meio interestelar difuso não se alterasse frente as características físicas das galáxias. Precisamos investigar este resultado com mais cuidado.
3. Das relações com ρ não podemos dizer nada. Uma observação pertinente seria apenas no sentido de questionar a qualidade dos ajustes que assumem um valor de ρ fixo para todas as galáxias.

5.6 Receitas simples para estimar x_Y sem usar o starlight

Como vimos, a quantidade x_Y desempenhou um papel fundamental neste estudo. Além de seu papel em esclarecer o significado de τ_\star (equação 5.15), este produto do starlight mostrou estar fortemente relacionado com \mathcal{D}_τ e \mathcal{R}_τ (Figuras 5.5 e 5.6). Em suma, x_Y provou ser uma variável relevante na descrição do fenômeno da extinção diferencial.

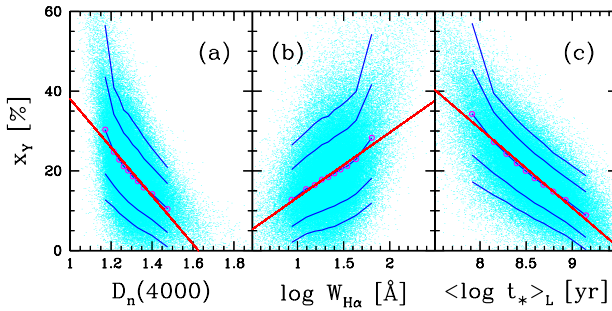


Figura 5.12: Relação entre a x_Y e: (a) o índice espectral do degrau em 4000 Å, (b) a largura equivalente de $H\alpha$, e (c) a média do logaritmo da idade estelar ponderada pela luz, todos derivados para nossa amostra principal. Os pontos marcam as medianas que são conectadas pela linha azul, as demais linhas marcam os percentis 5, 16, 84 e 95%. A linha vermelha é um ajuste linear feito aos pontos da mediana descritos nas equações 5.20, 5.21 e 5.22.

Por construção, nosso x_Y requer um ajuste espectral com o starlight, o que nem sempre é possível ou recomendável. Por exemplo, pode-se imaginar uma situação em que temos um espectro não calibrado, inútil para a síntese espectral, mas do qual podem-se extrair medidas confiáveis de certos índices espectrais como o salto de 4000 Å ou a largura equivalente de alguma linha (de emissão ou absorção).

Nessa seção apresentamos relações empíricas que podem ser usadas para se obter uma estimativa de x_Y sem recorrer ao starlight. A filosofia aqui é a mesma do Capítulo 3 (§3.9), onde calibramos uma relação entre a taxa de formação estelar específica em AGN (sSFR, produzida pelo starlight) e o índice $D_n(4000)$, proporcionando assim uma maneira rápida e simples para se estimar esta importante (mas de difícil obtenção) propriedade física.

A Figura 5.12 mostra x_Y contra dois observacionais de fácil obtenção: o $D_n(4000)$ (painel a) e $\log W_{H\alpha}$ (painel b). Ambas se correlacionam fortemente com x_Y , o que é esperado, já que todos são traçadores da presença de estrelas jovens. A Figura mostra que as relações são aproximadamente lineares, de modo que ajustamos as relações medianas (linhas centrais com pontos

5. Extinção diferencial em galáxias com formação estelar

em magenta) com linhas retas:

$$\tilde{x}_Y[\%] = (98.79 \pm 0.03) - (60.74 \pm 0.04)D_n(4000) \quad (5.20)$$

$$\tilde{x}_Y[\%] = (-2.95 \pm 0.03) + (16.28 \pm 0.05) \log W_{H\alpha}[\text{\AA}] \quad (5.21)$$

$$\tilde{x}_Y[\%] = (189.42 \pm 0.03) - (19.86 \pm 0.05) < \log t_\star > [\text{yr}] \quad (5.22)$$

Estes ajustes lineares são mostrados com linhas tracejadas vermelhas na Figura 5.12. Os resíduos com respeito às linhas medianas são minúsculos, como se pode ver diretamente na Figura. Apesar disso, ao se usar essas equações deve-se ter em mente que as relações de x_Y com $D_n(4000)$ e $\log W_{H\alpha}$ apresentam dispersões não desprezíveis, como ilustram as curvas para percentis de 5, 16, 84 e 95%. Por exemplo, para $D_n(4000) \sim 1.4$, x_Y varia entre $\sim 7,5$ e 20% (percentis 16 e 84%). Nos painéis a e b a distância vertical entre as linhas para os percentis 16 e 84% é sempre da ordem de $x_Y(84\%) - x_Y(16\%) \sim 15\%$, o que sugere uma incerteza típica de $\Delta x_Y \sim \pm 7,5\%$ (ao nível de 1σ).

Apenas para efeito de ilustração, o painel c nesta mesma Figura traz a relação de x_Y com um outro produto do starlight: a idade estelar média pesada pelo fluxo (em $\lambda = \lambda_N = 4020 \text{ \AA}$) como definido em Cid Fernandes et al. (2005). Esta Figura confirma a noção intuitiva de que, quanto maior a contribuição fracional de estrelas jovens ao espectro de uma galáxia, menor é a idade média de suas estrelas.

5.7 Conclusões

Neste Capítulo em nosso estudo sobre a extinção diferencial chegamos aos seguintes resultados:

1. Observamos a existência da extinção diferencial de duas maneira com o STARLIGHT e de maneira independente a ele, utilizando uma linha de raciocínio diferente dos demais trabalhos.
2. Vimos que a inclinação das galáxias é responsável pelo espalhamento da razão (\mathcal{R}_τ) mas não da diferença (\mathcal{D}_τ), o que nos deu uma sugestão de como a poeira deveria ser modelada.

3. Propomos um modelo que separa a extinção sofrida por populações de estrelas jovens (τ_Y) das velhas (τ_O). Comprovamos que nosso modelo funciona muito bem qualitativa e quantitativamente.
4. Comparamos previsões do modelo com os principais observáveis envolvidos e confirmamos mais uma vez a sua eficiência na descrição da extinção diferencial.

Nosso modelo reproduz a ideia já a muito discutida de que populações estelares jovens sofrem maior extinção devido a maior concentração de poeira em sua nuvem mãe. Fizemos isso quantificando matematicamente este fenômeno, e diferente de outros trabalhos quantificamos também a dependência da extinção com a inclinação das galáxias.

Conclusões e perspectivas

Apresentamos aqui um resumo de nossos principais resultados, e um rascunho de possíveis linhas de trabalho futuras.

6.1 Principais resultados

Esta tese explorou diferentes aspectos da física de galáxias, sempre estudados com base nas informações contidas no banco de dados STARLIGHT-SDSS. Os temas abordados variaram desde a formação estelar em galáxias com núcleo ativo (§3), a relação massa-metalicidade em galáxias do tipo *Star Forming* (§4), até a extinção diferencial neste mesmo tipo de galáxias (§5). Abaixo resumimos os principais resultados desses três estudos independentes.

6.1.1 Atividade nuclear e formação estelar

No Capítulo 3 nós desenvolvemos um método simples que nos permitiu separar as contribuições nuclear e estelar na luminosidade de $H\alpha$. Utilizamos a SFR fornecida pela síntese espectral, livre de contaminação nuclear, e procuramos entender como a formação estelar é afetada pelo AGN. Vimos que a taxa de acreção específica do buraco negro ($L_{\text{[O III]}}/\sigma^4$) está fortemente relacionada à sSFR, o que indica uma *starburst - AGN connection*. No entanto a relação $M_{\star} \times SFR$ também conhecida como *Main Sequence* trouxe evidências de que galáxias com buraco negro ativo têm uma SFR menor que galáxias SF de mesma massa estelar, mostrando que a presença do buraco negro leva a uma diminuição da formação estelar, indicando um feedback negativo.

Construímos um modelo matemático para descrever o efeito de abertura da fibra na fonte, em função do redshift. Trouxemos também uma alternativa para quem deseja estudar a formação estelar em AGN's, sem a necessi-

6. Conclusões e perspectivas

dade da utilização de códigos de síntese espectral, através do índice espectral $D_n(4000)$.

6.1.2 A relação massa-metalicidade de outras dependências

No Capítulo 4 trouxemos a fração de gás (f_{gas}) como substituta à SFR na análise do espalhamento na MZR. Diferente de outros trabalhos, nós derivamos a f_{gas} , utilizando a relação direta existente entre poeira e gás. Pudemos com isso, comprovar a viabilidade desta nossa nova variável na análise do espalhamento da MZR. Outra novidade apresentada aqui foi a SFH dentro da MZR e FMR, revelando de maneira clara a existência do *downsizing*. Além disso, pudemos notar que a SFR atual não é um bom resumo da SFH como um todo, o que nos leva a inferir que esta não é uma boa variável para estudar a metalicidade e como ela se relaciona com outras propriedades de galáxias.

6.1.3 Extinção diferencial em galáxias SF

No Capítulo 5 comprovamos a existência da extinção diferencial utilizando um raciocínio independente. Propusemos um modelo que separa a extinção sofrida por estrelas jovens (τ_Y) da sofrida por estrelas velhas (τ_O). Testamos nosso modelo e comprovamos sua eficácia quantitativa e qualitativamente. Aqui, diferente de outros trabalhos, quantificamos também a diferença na extinção pela inclinação das galáxias.

6.2 Perspectivas

São várias as possibilidades de seguimento dos estudos apresentados nesta tese.

No que toca nosso estudo sobre formação estelar em AGN, podemos pensar em avançar nas seguintes linhas:

1. Devemos investigar a aparente incompatibilidade de termos encontrado indícios tanto de um feedback negativo quanto de uma conexão starburst-AGN.
2. Aprimorar nosso modelo para os efeitos de abertura (§5.4), inclusive testando-o com dados de espectroscopia de campo integral dos surveys CALIFA (Sánchez et al. 2016) e MaNGA (Bundy et al. 2015), já processados por colegas do próprio grupo.

No que tange o estudo de variáveis físicas relevantes para a compreensão da relação massa-metalicidade (assunto do Capítulo 4). Podemos pensar nos seguintes avanços:

1. Vimos que a f_{gas} parece ser mais fundamental que a SFR frente à FMR, podemos atestar isto matematicamente.
2. Atualizar nossas estimativas de metalicidade com o método BOND recentemente desenvolvido por Vale Asari et al. (2016), que deriva as abundâncias sem fazer suposições sobre as razões O/H e N/O.
3. Temos em mãos um arsenal de variáveis que caracterizam as galáxias: M_{\star} , SFR, Z_{neb} , Z_{\star} , SFH e agora f_{gas} . Podemos incorporar nossos valores a modelos analíticos de evolução química. Em princípio, nos restariam apenas dois parâmetros livres advindos do fluxo de matéria, o *infall* ou *outflow* os quais poderiam talvez ser estimados com nossos próprios dados.

Quanto ao nosso estudo sobre extinção diferencial em galáxias SF podemos pensar em avançar no sentido de:

1. Explorar representações mais realistas de distribuição de populações estelares e poeira em galáxias.
2. Utilizar as novas medidas de extinção do STARLIGHT, que passará a distinguir entre populações jovens e velhas.
3. Podemos também utilizar informações de fotometria UV com o GALEX, que ajudam a estimar tanto a poeira como as populações jovens. O próprio starlight já está preparado para isso, como mostra o trabalho recente de López Fernández et al. (2016).

Por fim, vale citar que todos nossos resultados podem (e devem) sempre ser reavaliados quando atualização do STARLIGHT forem realizadas. Por exemplo, os dados usados aqui utilizam uma base espectral montada com modelos de Bruzual & Charlot (2003), mas já existem outros modelos como Vazdekis et al. (2010), e González Delgado et al. (2005), já testado pelo nosso grupo nos espectros do CALIFA (Cid Fernandes et al. 2013 e Cid Fernandes et al. 2014).

As diferentes formas de se estimar a metalicidade nebular

No Capítulo 4 utilizamos Z_{neb} no estudo da evolução química de galáxias SF. Muitos modelos foram criados com base no comportamento de Z_{neb} frente a outras características. No entanto, a derivação da Z_{neb} está longe de um consenso. Z_{neb} pode ser estimada de diferentes formas, que resultam em resultados não tão semelhantes. Apresentaremos a seguir as técnicas para se medir a Z_{neb} que são relevantes em nosso trabalho:

- Método Direto (T_e) - em regiões de alta temperatura, ou seja, baixa metalicidade, medimos a metalicidade a partir da razão entre as linhas,

$$O^{++}/H^+ = \frac{[OIII]\lambda 5007/H\beta}{j_{[OIII]}(T_{e,n})/j_{H\beta}(T_e)}, \quad (A.1)$$

$j_{[OIII]}(T_{e,n})$ é o taxa de emissão do $[OIII]\lambda 5007$

que depende da temperatura efetiva T_e e da densidade n , assumindo que a densidade seja constante obtemos T_e utilizando a razão entre as linhas de $[OIII]\lambda 4363$

e $[OIII]\lambda 5007$, pois estas duas linhas possuem potenciais de excitação bem diferentes. Em regiões de baixa temperatura a utilização deste método é inviabilizada pela dificuldade em se medir o fluxo em $[OIII]\lambda 4363$, que é muito fraco.

- Métodos teóricos baseados em modelos de fotoionização - muitos sustentam a ideia de que as metalicidades derivadas por ajustes a modelos de fotoionização são as mais verossímeis, isso seria verdade se os modelos de fotoionização possuísssem vínculos suficientes, o que não acontece na prática.

A. As diferentes formas de se estimar a metalicidade nebular

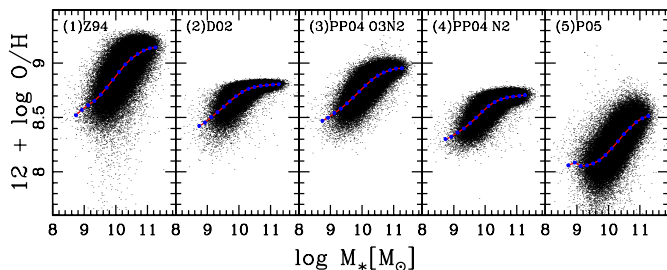


Figura A.1: Figura que traz os calibradores de metalicidade que foram testados utilizando a relação $M_* \times Z$. A legenda na lateral direita superior de cada plot indica o calibrador utilizado, a linha vermelha é a mediana para pontos nos gráficos.

- Método de linhas fortes (SLM - do inglês) - esse método utiliza as razões de algumas linhas de emissão como indicador de metalicidade e foi o escolhido por nós para este trabalho. Para obtermos a metalicidade a partir da razão de linhas de emissão fortes devemos escolher um calibrador para as nossas medidas, seguindo os passos de Kewley & Ellison (2008) decidimos testar alguns calibradores para SLM utilizando as nossas medidas de linhas de emissão pelo STARLIGHT.

Alguns calibradores são empíricos e utilizam um banco de dados de regiões H II

com metalicidades derivadas via T_e para construir um ajuste a partir de razões de linhas fortes, dentre estes testamos: PP04 N2 (Pettini & Pagel 2004), P05 (Pilyugin & Thuan 2005) e D02 (Denicoló et al. 2002). Há também os calibradores teóricos construídos a partir de modelos de fotoionização, dos quais testamos: Z94 (Zaritsky et al. 1994). Mais detalhes sobre todos esses calibradores podem ser encontrados em Kewley & Ellison (2008).

A Figura A.1 ilustra o problema com os calibradores para metalicidade, vemos nesta Figura que a escolha do método utilizado deve influenciar nos resultados de nosso trabalho.

Até agora nos preocupamos pouco com a escolha do calibrador para metalicidade, mas tendo em vista o que aprendemos aqui, sabemos que esta

terá que ser uma escolha levada a sério se quisermos apresentar resultados confiáveis.

Simulações para testar o significado de τ_\star na presença de duas componentes de poeira

Nesse Capítulo introduzimos a relação (equação 5.15)

$$\tau_\star \sim \tilde{\tau} \equiv x_Y \tau_Y + (1 - x_Y) \tau_O,$$

que clarifica o significado da profundidade óptica τ_\star calculada pelo starlight em situações nas quais estrelas jovens e velhas sofrem diferentes atenuações por poeira.

Para testar a confiabilidade dessa equação nós desenvolvemos uma simulação com espectros sintéticos construídos com diferentes combinações de τ_Y , τ_O e x_Y , que apresentaremos agora.

B.0.1 Formalismo

Uma descrição totalmente genérica para o espectro de uma galáxia

O espectro de uma galáxia genérica pode ser descrito como uma soma de espectros de populações estelares simples (SSP) $j = 1 \dots N_\star$, cada uma das quais produz um espectro $L_{\lambda,j}^0$ visto através de uma cortina de poeira com profundidade óptica (na banda λ) τ'_j :

$$L_\lambda^{tot} = \sum_{j=1}^{N_\star} L_{\lambda,j} = \sum_{j=1}^{N_\star} L_{\lambda,j}^0 e^{-\tau'_j q_\lambda} \quad (\text{B.1})$$

onde o índice j indica um par idade e metalicidade (t_j , Z_j), e a lei de avermelhamento $q_\lambda \equiv \tau_\lambda / \tau_V$ é a mesma para todas as populações. Seguindo o formalismo do starlight (ver manual em www.starlight.ufsc.br), vamos adotar

B. Simulações para testar o significado de τ_* na presença de duas componentes de poeira

um comprimento de onda de normalização λ_N . Fazemos isso multiplicando e dividindo por $L_{\lambda_N, j}^0$ e $e^{-\tau'_j q_{\lambda_N}}$, obtendo

$$L_{\lambda}^{tot} = \sum_{j=1}^{N_*} \left(\frac{L_{\lambda, j}^0}{L_{\lambda_N, j}^0} \right) e^{-\tau'_j (q_{\lambda} - q_{\lambda_N})} \left(L_{\lambda_N, j}^0 e^{-\tau'_j q_{\lambda_N}} \right) = \sum_{j=1}^{N_*} b_{\lambda, j} e^{-\tau'_j s_{\lambda}} \left(L_{\lambda_N, j}^0 e^{-\tau'_j q_{\lambda_N}} \right) \quad (\text{B.2})$$

onde definimos $s_{\lambda} \equiv q_{\lambda} - q_{\lambda_N}$ (uma lei de avermelhamento centrada em λ_N), e também $b_{\lambda, j} \equiv (L_{\lambda, j}^0 / L_{\lambda_N, j}^0)$, que nada mais é que o espectro normalizado da j -ésima população. Percebe-se que o termo à direita $(L_{\lambda_N, j}^0 e^{-\tau'_j q_{\lambda_N}})$ é a luminosidade atenuada da componente j no comprimento de onda λ_N . Podemos reescrevê-lo como uma fração x'_j vezes a luminosidade total (i.e., de todas componentes somadas) nesse mesmo λ :

$$L_{\lambda_N, j}^0 e^{-\tau'_j q_{\lambda_N}} = L_{\lambda_N, j} = x'_j L_{\lambda_N}^{tot}$$

com o que obtemos:

$$L_{\lambda}^{tot} = L_{\lambda_N}^{tot} \sum_{j=1}^{N_*} x'_j b_{\lambda, j} e^{-\tau'_j s_{\lambda}} \quad (\text{B.3})$$

Os parâmetros desta galáxia teórica genérica são os $2 \times N_*$ elementos dos vetores de população, poeira, \vec{x}' e $\vec{\tau}'$.

A aproximação de apenas uma extinção

Na prática, para reduzir a degenerescência no ajuste utilizamos apenas uma extinção para todas as componentes: $\tau'_j \approx \tau_*$. Em termos da equação B.3 esta aproximação implica:

$$\sum_{j=1}^{N_*} x'_j b_{\lambda, j} e^{-\tau'_j s_{\lambda}} \approx \left(\sum_{j=1}^{N_*} x_j b_{\lambda, j} \right) e^{-\tau_* s_{\lambda}} \quad (\text{B.4})$$

Em outras palavras, a hipótese de apenas uma cortina de poeira reduz os verdadeiros vetores de população (\vec{x}') e extinção ($\vec{\tau}'$) a \vec{x} e τ_* , reduzindo a dimensionalidade do problema de $2N_*$ para $N_* + 1$. Todos trabalhos com o starlight até hoje (incluindo esta Tese) adotam esta aproximação.

Um modelo com duas extinções

Imagine agora que temos uma galáxia onde populações jovens e velhas são atenuadas por diferentes cortinas de poeira. Mais especificamente,

$$\tau'_j = \tau'(t_j) = \begin{cases} \tau_Y = \tau_O + \Delta\tau & \text{se } t_j \leq 10 \text{ Myr} \\ \tau_O & \text{se } t_j \geq 10 \text{ Myr} \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

onde os índices Y e O se referem a *young* e *old*.

Esta galáxia, apesar de muito mais simples do que aquela descrita pela equação B.3, não se encaixa na aproximação de extinção única $\tau'_j = \tau_\star$ usada pelo *starlight* para ajustar seu espectro.

A pergunta que queremos responder aqui é o que significa o valor de τ_\star se a galáxia que está ajustada têm valores de τ distintos para populações jovens e velhas. Para tanto realizamos uma bateria de simulações.

Nas simulações nós criamos espectros para galáxias teste nos moldes da equação B.3, com τ'_j dado por B.5. As galáxias varrem diferentes combinações de τ_O , $\delta\tau$ e \vec{x}' . Mais especificamente nós construímos um grid onde $\tau_O = 0, 0.1, \dots 0.5$ e $\Delta\tau$ varia de 0 a 2 em passos de 0.1. Escolher vetores de população \vec{x}' é mais complicado pois abre demasiadas possibilidades matemáticas, a maioria das quais não seriam sequer realistas. Para resolver esse problema usamos um truque: Ordenamos as galáxias de nossa amostra de alta qualidade em termos de seus valores de x_Y e pegamos as 19 com valores mais próximos a $x_Y = 0, 5, 10, \dots 90\%$. Estes 19 vetores de população, combinados com os 6 valores de τ_O e os 21 de $\Delta\tau$ perfazem um total de $19 \times 6 \times 21 = 2394$ galáxias teste.

Simulações

Os 2394 espectros sintéticos foram ajustados pelo *STARLIGHT*, produzindo, para cada uma, um vetor de população efetivo \vec{x} e uma profundidade ótica efetiva τ_\star . Estes ajustes são realizados exatamente como feito em galáxias reais, incluindo máscaras para as linhas de emissão (obviamente ausentes nestes espectros).

A Figura B.1 compara os valores de x_Y de entrada e saída nestas simulações. Esta Figura nos mostra que para x_Y até aproximadamente 60% não há grandes mudanças nos parâmetros de entrada e saída. Apenas para $x_Y > 60\%$ entrada e saída passam a divergir mais significativamente, mas na prática isso não é motivo para preocupação pois pouquíssimas de nossas galáxias reais têm uma população jovem tão dominante. Conclui-se, portanto,

B. Simulações para testar o significado de τ_\star na presença de duas componentes de poeira

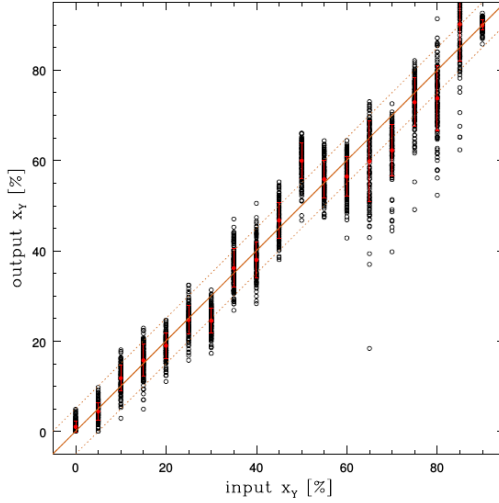


Figura B.1: Valores de entrada versus valores de saída da porcentagem da contribuição de estrelas até 10 Myrs para o fluxo total em $\lambda_N = 4020 \text{ \AA}$, derivados a partir das simulações discutidas no texto. Para cada entrada x_Y temos 126 pontos correspondentes a galáxias teste com diferentes combinações de τ_O e $\Delta\tau$. As linhas diagonais indicam $x = y$ (sólida) e $y = x \pm 5\%$ (pontilhada).

que a existência de duas extinção não compromete dramaticamente os valores de x_Y obtidos pelo starlight dentro da aproximação de apenas uma extinção. (equação B.4).

Nosso principal objetivo com essas simulações, no entanto, não é testar os efeitos da extinção diferencial sobre \vec{x} , mas compreender com isso altera nosso entendimento sobre τ_\star fornecido pelos ajustes com o STARLIGHT. Na Figura B.2 nós comparamos os valores de τ_\star calculados pelo STARLIGHT com os valores de $\tilde{\tau}$ correspondentes, definidos segundo a equação 5.15 e usando como os valores de τ_Y e τ_O de entrada.

A concordância é muito boa. Em média, o resíduo $\tilde{\tau} - \tau_\star$ é de apenas 0.02, e a dispersão (um sigma) é de ± 0.09 . Conclui-se que a equação 5.15 de fato descreve o significado de τ_\star de forma adequada. Vale lembrar que a equação 5.15 não provêm de um ajuste numérico das simulações, mas

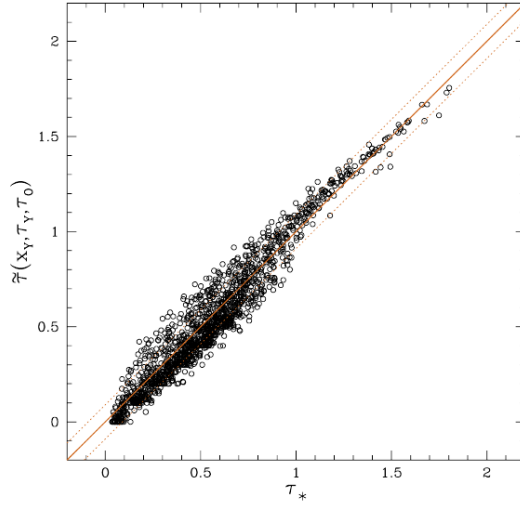


Figura B.2: Comparação entre os valores de τ_* derivados pelo STARLIGHT e pela equação 5.15. O desvio médio quadrático de ± 0.09 está indicado pelas linhas pontilhadas, com a linha sólida representando a mediana.

de uma fórmula de interpolação escrita a priori, e desenhada para funcionar exatamente nos limites $x_Y = 0$ e $x_Y = 100\%$. A Figura B.2 mostra que esta fórmula também funciona bem entre esses limites.

Referências Bibliográficas

- Abazajian K. N., Adelman-McCarthy J. K., Agüeros M. A., Allam S. S., Allende Prieto C., An D., Anderson K. S. J., Anderson S. F., Annis J., Bahcall N. A., et al., 2009, *ApJS*, 182, 543
- Allende Prieto C., Lambert D. L., Asplund M., 2001, *ApJL*, 556, L63
- Alongi M., Bertelli G., Bressan A., Chiosi C., Fagotto F., Greggio L., Nasi E., 1993, *A&AS*, 97, 851
- Asari N. V., 2010, PhD thesis, Universidade Federal de Santa Catarina
- Asari N. V., Cid Fernandes R., Stasińska G., Torres-Papaqui J. P., Mateus A., Sodré L., Schoenell W., Gomes J. M., 2007, *MNRAS*, 381, 263
- Balogh M. L., Morris S. L., Yee H. K. C., Carlberg R. G., Ellingson E., 1999, *ApJ*, 527, 54
- Binney J., 2004, *MNRAS*, 347, 1093
- Blitz L., Spergel D. N., 1991, *ApJ*, 370, 205
- Bothwell M. S., Maiolino R., Cicone C., Peng Y., Wagg J., 2016, *ArXiv e-prints*
- Bothwell M. S., Maiolino R., Kennicutt R., Cresci G., Mannucci F., Marconi A., Cicone C., 2013, *MNRAS*, 433, 1425
- Bressan A., Fagotto F., Bertelli G., Chiosi C., 1993, *A&AS*, 100, 647
- Brinchmann J., Charlot S., Kauffmann G., Heckman T., White S. D. M., Tremonti C., 2013, *MNRAS*, 432, 2112
- Brinchmann J., Charlot S., White S. D. M., Tremonti C., Kauffmann G., Heckman T., Brinkmann J., 2004, *MNRAS*, 351, 1151
- Bruzual G., Charlot S., 2003, *MNRAS*, 344, 1000
- Bruzual A. G., Charlot S., 1993, *ApJ*, 405, 538
- Bundy K., Bershady M. A., Law D. R., Yan R., Drory N., MacDonald N., Wake D. A., Cherinka B., Sánchez-Gallego J. R., Weijmans A.-M., Thomas D., Tremonti C., Masters K., Coccato L., Diamond-Stanic A. M., Aragón-Salamanca A., Avila-Reese V., Badenes C., Falcón-Barroso J., Belfiore F., Bizyaev D., Blanc G. A., Bland-Hawthorn J., Blanton M. R., Brownstein J. R., Byler N., Cappellari M., Conroy C., Dutton A. A., Emsellem E., Etherington J., Frinchaboy P. M., Fu H., Gunn J. E., Harding P., Johnston E. J., Kauffmann G., Kinemuchi K., Klaene M. A., Knapen J. H., Leauthaud A., Li C., Lin L., Maiolino R., Malanushenko V., Malanushenko E., Mao S., Maraston C., McDermid R. M., Merrifield M. R., Nichol

Referências Bibliográficas

- R. C., Oravetz D., Pan K., Parejko J. K., Sanchez S. F., Schlegel D., Simmons A., Steele O., Steinmetz M., Thanjavur K., Thompson B. A., Tinker J. L., van den Bosch R. C. E., Westfall K. B., Wilkinson D., Wright S., Xiao T., Zhang K., 2015, *ApJ*, 798, 7
- Calzetti D., 2013, *Star Formation Rate Indicators*, Falcón-Barroso J., Knapen J. H., eds., p. 419
- Calzetti D., Kinney A. L., Storchi-Bergmann T., 1994, *ApJ*, 429, 582
- Calzetti D., Liu G., Koda J., 2012, *ApJ*, 752, 98
- Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S., 1989a, *ApJ*, 345, 245
- , 1989b, *ApJ*, 345, 245
- Chabrier G., 2003, *PASP*, 115, 763
- Charlot S., Fall S. M., 2000, *ApJ*, 539, 718
- Charlot S., Longhetti M., 2001, *MNRAS*, 323, 887
- Cid Fernandes R., Asari N. V., Sodré L., Stasi  nska G., Mateus A., Torres-Papaqui J. P., Schoenell W., 2007, *MNRAS*, 375, L16
- Cid Fernandes R., González Delgado R. M., García Benito R., Pérez E., de Amorim A. L., Sánchez S. F., Husemann B., Falcón Barroso J., López-Fernández R., Sánchez-Blázquez P., Vale Asari N., Vazdekis A., Walcher C. J., Mast D., 2014, *A&A*, 561, A130
- Cid Fernandes R., Heckman T., Schmitt H., González Delgado R. M., Storchi-Bergmann T., 2001, *ApJ*, 558, 81
- Cid Fernandes R., Mateus A., Sodré L., Stasi  nska G., Gomes J. M., 2005, *MNRAS*, 358, 363
- Cid Fernandes R., Pérez E., García Benito R., González Delgado R. M., de Amorim A. L., Sánchez S. F., Husemann B., Falcón Barroso J., Sánchez-Blázquez P., Walcher C. J., Mast D., 2013, *A&A*, 557, A86
- Cid Fernandes R., Stasi  nska G., Mateus A., Vale Asari N., 2011, *MNRAS*, 413, 1687
- Cid Fernandes R., Stasi  nska G., Schlickmann M. S., Mateus A., Vale Asari N., Schoenell W., Sodré L., 2010, *MNRAS*, 403, 1036
- Ciotti L., Ostriker J. P., 1997, *ApJL*, 487, L105
- Cowie L. L., Songaila A., Hu E. M., Cohen J. G., 1996, *AJ*, 112, 839
- Denicol   G., Terlevich R., Terlevich E., 2002, *MNRAS*, 330, 69
- Edmunds M. G., 1990, *MNRAS*, 246, 678
- Evans II N. J., 1999, *ARA&A*, 37, 311
- Fabian A. C., Churazov E., Donahue M., Forman W. R., Garcia M. R., Heinz S., McNamara B. R., Nandra K., Nulsen P., Ogle P., Perlman E. S., Proga D., Rees M. J., Sarazin C. L., Sunyaev R. A., Taylor G. B., White S. D. M., Vikhlinin A., Worrall D. M., 2009, in *Astronomy*, Vol. 2010, *astro2010: The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey*
- Ferrarese L., Merritt D., 2000, *ApJL*, 539, L9
- Flores-Fajardo N., Morisset C., Stasi  nska G., Binette L., 2011, *MNRAS*, 415, 2182
- Garnett D. R., 2002, *ApJ*, 581, 1019

- Gebhardt K., Bender R., Bower G., Dressler A., Faber S. M., Filippenko A. V., Green R., Grillmair C., Ho L. C., Kormendy J., Lauer T. R., Magorrian J., Pinkney J., Richstone D., Tremaine S., 2000, *ApJL*, 539, L13
- González Delgado R. M., Cerviño M., Martins L. P., Leitherer C., Hauschildt P. H., 2005, *MNRAS*, 357, 945
- González Delgado R. M., Cid Fernandes R., Pérez E., García-Benito R., López Fernández R., Lacerda E. A. D., Cortijo-Ferrero C., de Amorim A. L., Vale Asari N., Sánchez S. F., Walcher C. J., Wisotzki L., Mast D., Alves J., Ascasibar Y., Bland-Hawthorn J., Galbany L., Kennicutt R. C., Márquez I., Masegosa J., Mollá M., Sánchez-Blázquez P., Vílchez J. M., 2016, *A&A*, 590, A44
- González Delgado R. M., Heckman T., Leitherer C., 2001, *ApJ*, 546, 845
- Heckman T. M., González-Delgado R., Leitherer C., Meurer G. R., Krolik J., Wilson A. S., Koratkar A., Kinney A., 1997, *ApJ*, 482, 114
- Heckman T. M., Kauffmann G., Brinchmann J., Charlot S., Tremonti C., White S. D. M., 2004, *ApJ*, 613, 109
- Ho L. C., Filippenko A. V., Sargent W. L. W., 2003, *ApJ*, 583, 159
- Holmberg E., 1958, *Meddelanden fran Lunds Astronomiska Observatorium Serie II*, 136, 1
- Kauffmann G., Heckman T. M., Tremonti C., Brinchmann J., Charlot S., White S. D. M., Ridgway S. E., Brinkmann J., Fukugita M., Hall P. B., Ivezić Ž., Richards G. T., Schneider D. P., 2003a, *MNRAS*, 346, 1055
- , 2003b, *MNRAS*, 346, 1055
- Kennicutt Jr. R. C., 1998, *ApJ*, 498, 541
- Kennicutt Jr. R. C., Calzetti D., Walter F., Helou G., Hollenbach D. J., Armus L., Bendo G., Dale D. A., Draine B. T., Engelbracht C. W., Gordon K. D., Prescott M. K. M., Regan M. W., Thornley M. D., Bot C., Brinks E., de Blok E., de Mello D., Meyer M., Moustakas J., Murphy E. J., Sheth K., Smith J. D. T., 2007, *ApJ*, 671, 333
- Kewley L. J., Dopita M. A., Sutherland R. S., Heisler C. A., Trevena J., 2001, *ApJ*, 556, 121
- Kewley L. J., Ellison S. L., 2008, *ApJ*, 681, 1183
- Kewley L. J., Groves B., Kauffmann G., Heckman T., 2006, *MNRAS*, 372, 961
- Kroupa P., 2001, *MNRAS*, 322, 231
- Lacerda E. A. D., 2016, Poeira, metalicidade e formação estelar: estimando a fração de gás.
- Lara-López M. A., Bongiovanni A., Cepa J., Pérez García A. M., Sánchez-Portal M., Castañeda H. O., Fernández Lorenzo M., Pović M., 2010, *A&A*, 519, A31
- Larson R. B., Tinsley B. M., 1978, *ApJ*, 219, 46
- Le Borgne J.-F., Bruzual G., Pelló R., Lançon A., Rocca-Volmerange B., Sanahuja B., Schaerer D., Soubiran C., Vílchez-Gómez R., 2003, *A&A*, 402, 433
- Lequeux J., Peimbert M., Rayo J. F., Serrano A., Torres-Peimbert S., 1979, *A&A*, 80, 155

- Leroy A. K., Bigiel F., de Blok W. J. G., Boissier S., Bolatto A., Brinks E., Madore B., Munoz-Mateos J.-C., Murphy E., Sandstrom K., Schrubba A., Walter F., 2012, *AJ*, 144, 3
- López Fernández R., Cid Fernandes R., González Delgado R. M., Vale Asari N., Pérez E., García-Benito R., de Amorim A. L., Lacerda E. A. D., Cortijo-Ferrero C., Sánchez S. F., 2016, *MNRAS*, 458, 184
- Mannucci F., Cresci G., Maiolino R., Marconi A., Gnerucci A., 2010, *MNRAS*, 408, 2115
- Mateus A., 2006, PhD thesis, Universidade de São Paulo
- Nagao T., Maiolino R., Marconi A., 2006, *A&A*, 459, 85
- Obreja A., Brook C. B., Stinson G., Domínguez-Tenreiro R., Gibson B. K., Silva L., Granato G. L., 2014, *MNRAS*, 442, 1794
- Oliva E., Origlia L., Kotilainen J. K., Moorwood A. F. M., 1995, *A&A*, 301, 55
- Peng Y.-j., Lilly S. J., Kovač K., Bolzonella M., Pozzetti L., Renzini A., Zamorani G., Ilbert O., Knobel C., Iovino A., Maier C., Cucciati O., Tasca L., Carollo C. M., Silverman J., Kampczyk P., de Ravel L., Sanders D., Scoville N., Contini T., Mainieri V., Scodeggio M., Kneib J.-P., Le Fèvre O., Bardelli S., Bongiorno A., Caputi K., Coppa G., de la Torre S., Franzetti P., Garilli B., Lamareille F., Le Borgne J.-F., Le Brun V., Mignoli M., Perez Montero E., Pello R., Ricciardelli E., Tanaka M., Tresse L., Vergani D., Welikala N., Zucca E., Oesch P., Abbas U., Barnes L., Bordoloi R., Bottini D., Cappi A., Cassata P., Cimatti A., Fumana M., Hasinger G., Koekemoer A., Leauthaud A., Maccagni D., Marinoni C., McCracken H., Memeo P., Meneux B., Nair P., Porciani C., Presotto V., Scaramella R., 2010, *ApJ*, 721, 193
- Pettini M., Pagel B. E. J., 2004, *MNRAS*, 348, L59
- Pilyugin L. S., Thuan T. X., 2005, *ApJ*, 631, 231
- Renzini A., Peng Y.-j., 2015, *ApJL*, 801, L29
- Roberts M. S., Haynes M. P., 1994, *ARA&A*, 32, 115
- Salim S., Rich R. M., Charlot S., Brinchmann J., Johnson B. D., Schiminovich D., Seibert M., Mallery R., Heckman T. M., Forster K., Friedman P. G., Martin D. C., Morrissey P., Neff S. G., Small T., Wyder T. K., Bianchi L., Donas J., Lee Y.-W., Madore B. F., Milliard B., Szalay A. S., Welsh B. Y., Yi S. K., 2007, *ApJS*, 173, 267
- Sánchez S. F., García-Benito R., Zibetti S., Walcher C. J., Husemann B., Mendoza M. A., Galbany L., Falcón-Barroso J., Mast D., Aceituno J., Aguerri J. A. L., Alves J., Amorim A. L., Ascasibar Y., Barrado-Navascues D., Barrera-Ballesteros J., Bekeraitė S., Bland-Hawthorn J., Cano Díaz M., Cid Fernandes R., Cavichia O., Cortijo C., Dannerbauer H., Demleitner M., Díaz A., Dettmar R. J., de Lorenzo-Cáceres A., del Olmo A., Galazzi A., García-Lorenzo B., Gil de Paz A., González Delgado R., Holmes L., Iglésias-Páramo J., Kehrig C., Kelz A., Kennicutt R. C., Kleemann B., Lacerda E. A. D., López Fernández R., López Sánchez A. R., Lyubenova M., Marino R., Márquez I., Mendez-Abreu J., Mollá M., Monreal-Ibero A., Ortega Minakata R., Torres-Papaqui J. P., Pérez E., Rosales-Ortega F. F., Roth

- M. M., Sánchez-Blázquez P., Schilling U., Spekkens K., Vale Asari N., van den Bosch R. C. E., van de Ven G., Vilchez J. M., Wild V., Wisotzki L., Yıldırım A., Ziegler B., 2016, *A&A*, 594, A36
- Sanders D. B., Scoville N. Z., Solomon P. M., 1985, *ApJ*, 289, 373
- Sanders D. B., Soifer B. T., Scoville N. Z., Sargent A. I., 1988, *ApJL*, 324, L55
- Schawinski K., Thomas D., Sarzi M., Maraston C., Kaviraj S., Joo S.-J., Yi S. K., Silk J., 2007, *MNRAS*, 382, 1415
- Schlickmann M. S., 2008, Um estudo sobre galáxias ativas em diagramas de diagnóstico.
- Schmidt M., 1959, *ApJ*, 129, 243
- Silk J., Rees M. J., 1998, *A&A*, 331, L1
- Spitoni E., Vincenzo F., Matteucci F., 2016, *ArXiv e-prints*
- Stasińska G., Cid Fernandes R., Mateus A., Sodré L., Asari N. V., 2006, *MNRAS*, 371, 972
- Stasińska G., Vale Asari N., Cid Fernandes R., Gomes J. M., Schlickmann M., Mateus A., Schoenell W., Sodré Jr. L., Seagal Collaboration, 2008, *MNRAS*, 391, L29
- Storchi-Bergmann T., González Delgado R. M., Schmitt H. R., Cid Fernandes R., Heckman T., 2001, *ApJ*, 559, 147
- Taylor E. N., Hopkins A. M., Baldry I. K., Brown M. J. I., Driver S. P., Kelvin L. S., Hill D. T., Robotham A. S. G., Bland-Hawthorn J., Jones D. H., Sharp R. G., Thomas D., Liske J., Loveday J., Norberg P., Peacock J. A., Bamford S. P., Brough S., Colless M., Cameron E., Conselice C. J., Croom S. M., Frenk C. S., Gunawardhana M., Kuijken K., Nichol R. C., Parkinson H. R., Phillipps S., Pimbblet K. A., Popescu C. C., Prescott M., Sutherland W. J., Tuffs R. J., van Kampen E., Wijesinghe D., 2011, *MNRAS*, 418, 1587
- Terlevich R., Tenorio-Tagle G., Franco J., Melnick J., 1992, *MNRAS*, 255, 713
- Tremaine S., Gebhardt K., Bender R., Bower G., Dressler A., Faber S. M., Filippenko A. V., Green R., Grillmair C., Ho L. C., Kormendy J., Lauer T. R., Magorrian J., Pinkney J., Richstone D., 2002, *ApJ*, 574, 740
- Tremonti C. A., Heckman T. M., Kauffmann G., Brinchmann J., Charlot S., White S. D. M., Seibert M., Peng E. W., Schlegel D. J., Uomoto A., Fukugita M., Brinkmann J., 2004, *ApJ*, 613, 898
- Urry C. M., Padovani P., 1995, *PASP*, 107, 803
- Vale Asari N., Stasińska G., Cid Fernandes R., Gomes J. M., Schlickmann M., Mateus A., Schoenell W., 2009, *MNRAS*, 396, L71
- Vale Asari N., Stasińska G., Morisset C., Cid Fernandes R., 2016, *MNRAS*, 460, 1739
- Vazdekis A., Sánchez-Blázquez P., Falcón-Barroso J., Cenarro A. J., Beasley M. A., Cardiel N., Gorgas J., Peletier R. F., 2010, *MNRAS*, 404, 1639
- Wild V., Heckman T., Charlot S., 2010, *MNRAS*, 405, 933
- Yates R. M., Kauffmann G., Guo Q., 2012, *MNRAS*, 422, 215
- Zaritsky D., Kennicutt Jr. R. C., Huchra J. P., 1994, *ApJ*, 420, 87